

Copyright ©

Es gilt deutsches Urheberrecht.

Das Werk bzw. der Inhalt darf zum eigenen Gebrauch kostenfrei heruntergeladen, konsumiert, gespeichert oder ausgedruckt, aber nicht im Internet bereitgestellt oder an Außenstehende weitergegeben werden ohne die schriftliche Einwilligung des Urheberrechtsinhabers. Es ist nicht gestattet, Kopien oder gedruckte Fassungen der freien Onlineversion zu veräußern.

German copyright law applies.

Copyright and Moral Rights for this thesis are retained by the author and/or other copyright owners. The work or content may be downloaded, consumed, stored or printed for your own use but it may not be distributed via the internet or passed on to external parties without the formal permission of the copyright holders. It is prohibited to take money for copies or printed versions of the free online version.

20. Okt. 1995

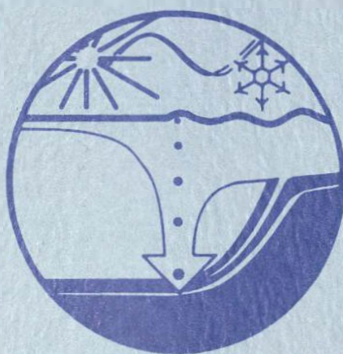
795-71
666

BERICHTE

aus dem

SONDERFORSCHUNGSBEREICH 313

VERÄNDERUNGEN DER UMWELT - DER NÖRDLICHE NORDATLANTIK



Nr. 58

**Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden
zur Bestimmung von
physikalischen Sedimenteigenschaften**

JIAN CHI

66b

20. Okt. 1995

t 745

Ber. Sonderforschungsbereich 313, Univ. Kiel • Nr. 58 • S. 1-125 • 1.8.1995



Nr. 58

**Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden
zur Bestimmung von
physikalischen Sedimenteigenschaften**

Jian Chi

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung / Abstract

1	Einleitung	1
2	Der Multi-Sensor-Kern-Logger	4
2.1	Aufbau des Loggers.....	4
2.2	Meßprinzip der Sensoren.....	6
2.2.1	P-Wellengeschwindigkeit	6
2.2.2	Dichte	8
2.2.3	Magnetische Suszeptibilität	10
2.2.4	Tonmineralienzusammensetzung	11
2.3	Die Software	13
3	Justierung und Kalibrierung der Sensoren	17
3.1	P-Wellengeschwindigkeit	17
3.1.1	Justierung des Abstandmessers.....	17
3.1.2	Justierung der Laufzeitbestimmung	18
3.1.3	Bestimmung des Laufzeit-Offsets	20
3.2	Dichte	21
3.2.1	Einfluß von Kernlinern	21
3.2.2	Festlegung des Energie-Fensters	23
3.2.3	Einführung der Kalibrierungsgerade	27
3.3	Magnetische Suszeptibilität	31
3.3.1	Überprüfung des Sensors.....	31
3.3.2	Nullpunktdrift und Hintergrundrauschen	32
3.3.3	Umrechnung der magnetischen Suszeptibilität.....	33
3.4	Tonmineralienzusammensetzung	36
3.4.1	Einfluß der γ -Quelle des Dichtesensors	36
3.4.2	Entstörungsmaßnahmen	39
3.4.3	Kalibrierungsmessung	42
4	Messung in der Praxis.....	46
4.1	Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten.....	46
4.1.1	Theoretische Schätzung.....	46
4.1.2	Empirischer Mittelwert	48
4.2	Meßabstand und Meßzeit	52
4.2.1	Räumliche Auflösung der Sensoren und Meßabstand.....	52
4.2.2	Meßzeit	53

4.3 Einfluß der Temperatur	55
4.4 Zuverlässigkeit der Messungen.....	58
4.4.1 P-Wellengeschwindigkeit	58
4.4.2 Dichte	60
4.4.3 Magnetische Suszeptibilität	61
4.4.4 Natürliche Radioaktivität.....	62
5 Auswertung der Logging-Daten.....	63
5.1 Zusammenfügen von Sektionen eines Sedimentkerns.....	63
5.2 Sedimenteigenschaften.....	66
5.2.1 Porosität, Wassergehalt und Trockendichte.....	66
5.2.2 Beziehung zwischen P-Wellengeschwindigkeit und Dichte	70
5.3 Synthetische Seismogramme	73
5.4 Zeitreihenanalyse.....	76
5.4.1 Tiefe-Alters-Umwandlung.....	76
5.4.2 Spektren der physikalischen Sedimenteigenschaften	86
5.4.3 Stratigraphie anhand physikalischer Sedimenteigenschaften.....	89
5.4.4 Weitere Ergebnisse, Diskussionen und Ausblicke	93
6. Schlußfolgerung.....	116
7 Literatur.....	118
Anhang.....	122
A1 Schallgeschwindigkeit im Wasser	122
A2 Massenschwächungskoeffizienten einiger Stoffe.....	123
A3 Liste aller Kerne	124
A4 Liste der Kontrollpunkte für die Tiefe-Alters-Umwandlung	125

Danksagung

Vorbemerkung:

- 1) Teile der Abbildungen in dieser Arbeit wurden in englischer Sprache beschriftet, um eine rasche Publikation in internationalen Zeitschriften zu ermöglichen.
- 2) Eine Datendiskette mit den Logging-Daten von allen Kernen in dieser Arbeit ist auf Anfrage beim SFB 313, Universität Kiel erhältlich.

Zusammenfassung

Der Multi-Sensor-Kern-Logger mißt die folgenden physikalischen Eigenschaften von Meeressedimenten:

- Laufzeit von Kompressionswellen (Kompressionswellengeschwindigkeit),
- Abschwächung von γ -Strahlung einer ^{137}Cs -Quelle (Dichte),
- magnetische Suszeptibilität und
- natürliche γ -Aktivität (Tonmineralzusammensetzung).

Ein neues Konzept wurde für die Kalibrierung des Dichtesensors, der nach dem Meßprinzip GRAPE (Gamma Ray Attenuation Porosity Evaluation) arbeitet, entwickelt. Die Kalibrierung des Sensors zur Schätzung der Tonmineralzusammensetzung, dessen Meßprinzip ebenfalls auf der Kernphysik beruht, wurde mit einer detaillierten theoretischen Betrachtung ergänzt.

Der Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten, von dem ein allgemeingültiger Wert nicht existiert, ist wichtig für die GRAPE-Dichtemessung. Eine theoretische Annäherung ist im konkreten Fall zwar möglich, aber erst nach der Öffnung des Kerns und Bestimmung des Wassergehalts vom Sediment realisierbar, so daß für die praktische Logging-Messung zunächst ein mittlerer Erfahrungswert benötigt wird. Dieser empirisch ermittelte Wert für den Massenschwächungskoeffizienten von Meeressedimenten beträgt $0,0805 \text{ cm}^2/\text{g}$ bei der Photonenenergie von 662 keV und entspricht theoretisch einem Wassergehalt von ungefähr 35% im Sediment.

Die Logging-Messungen haben eine Auflösung im Zentimeterbereich, wobei die von der Dichte am höchsten (ca. 1,5 cm) und die von der magnetischen Suszeptibilität am niedrigsten (ca. 4 cm) ist. Es stellte sich heraus, daß bei gut akklimatisierten Kernen zur Dämpfung des Temperatureinflusses auf die Meßgenauigkeit eine Begrenzung der Temperaturschwankung auf kleiner als 5°C im Labor ausreicht.

Eine Klimazyklen-Betrachtung der physikalischen Sedimenteigenschaften (z.B. magnetische Suszeptibilität) kann in Verbindung mit altersdatierten Sedimentkernen ($\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie) durchgeführt werden. Eine direkte Korrelation der Logging-Daten mit den Klimazyklen (SPECMAP) ist im nördlichen Nordatlantik nur in den niedrigen Breiten (Rockall-Plateau) eindeutig nachzuweisen. Somit gibt es im nördlichen Nordatlantik kein für alle Seegebiete allgemeingültiges Korrelierungsmodell, sondern für jedes einzelne Seegebiet muß eine eigene Alterseinstufung vorgenommen werden. Es entsteht damit eine regionale Stratigraphie auf der Basis von physikalischen Sedimenteigenschaften. Die Zeitreihenanalyse an den Logging-Daten physikalischer Sedimenteigenschaften zeigt, daß in den letzten 500 000 Jahren der 100 000-Jahre-Zyklus (Exzentrizität) besonders deutlich im physikalischen Meeresbodenaufbau dokumentiert ist.

Abstract

The Multi Sensor Core Logger measures the following physical properties of marine sediments:

- travel time of compressional waves (compressional wave velocity),
- attenuation of gamma-ray from a ^{137}Cs -source (density),
- magnetic susceptibility and
- natural gamma-ray activity (clay mineral compositions).

A new method for the calibration of the density sensor which works on the GRAPE (Gamma Ray Attenuation Porosity Evaluation) principle has been developed. The sensor of natural gamma ray to estimate clay mineral compositions whose working principle also bases on nuclear physics has been tested by theoretical means.

A generally valid value for the mass attenuation coefficient of marine sediments which is important for density measurement is not available. In some special cases a theoretical estimate is indeed possible but not practicable before splitting of the cores and determining of the water content from the sediment so that for practical logging measurements an average experimental value is at first required. This empirical ascertained value of the mass attenuation coefficient of marine sediments amounts to $0.0805 \text{ cm}^2/\text{g}$ at the photon energy of 662 keV and according to theoretical estimation corresponds to the water content of 35% in sediments.

The logging measurements reveal continuous high resolution records whereas the resolution of the density is the highest (approx. 1.5 cm) and the resolution of magnetic susceptibility is the lowest (approx. 4 cm). It also turned out to be that for cores in temperature equilibrium a limitation of temperature fluctuation at less than 5°C in the laboratory is sufficient to keep down the temperature influence on the measurement.

Climatic cycles are observed in physical property records (e.g. magnetic susceptibility) and can be time calibrated with oxygen isotope ($\delta^{18}\text{O}$) stratigraphy. In the northern North Atlantic, a direct correlation of the physical property data with the climate cycles (SPECMAP) was only observable in lower latitudes (Rockall Plateau). Consequently, there is no generally valid correlation model for all regions in this area of the ocean but for every single region a stratification based on physical properties can be developed. Therefore it arises a regional stratigraphy (e.g. SUSMAP). The time series analysis of the logging data shows that in the past 500 000 years, the 100 kyr cycle (eccentricity) is markedly present in the physical structure of ocean sediments in the area investigated.

1 Einleitung

Meeressedimente sind hervorragend geeignet als Signalaufnehmer von lokalen und globalen Klimaverhältnissen. Ihre Erforschung leistet einen wichtigen Beitrag zur Rekonstruktion des Paläoklimas. Zentrales Thema des Sonderforschungsbereichs 313 sind daher die Veränderungen der Umwelt in den verschiedenen Skalen von Raum und Zeit, wie sie in den Meeressedimenten des Jungquartärs im nördlichen Nordatlantik dokumentiert sind.

Das Teilprojekt B1 im SFB 313 befaßt sich mit dem Thema "geophysikalische Signale in Sedimenten". Durch eine Kombination von großräumigen (Seismik, Seitensicht-Sonar), aber grobskaligen und kleinräumigen, aber feinskaligen Untersuchungen kann das Teilprojekt B1 wichtige Informationen zur Charakterisierung und Deutung von physikalischen Änderungen des Meeresbodenaufbaus und der daraus abzuleitenden Sedimentationsprozesse liefern (von Huene & Mienert, 1990).

In der vorliegenden Arbeit geht es um die Bestimmung von physikalischen Sedimenteigenschaften mit Hilfe von Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden. Solche Meßverfahren beinhalten Messungen an aus dem Meeresboden entnommenen Sedimentkernen im Labor, sind hochauflösend (cm-Bereich) und liefern Aussagen über punktuelle Bereiche des Meeresbodens. Mit dem Begriff "Multi-Sensor-Kern-Logging" wird die parallel stattfindende Messung mehrerer physikalischer Eigenschaften an ungeöffneten Sedimentkernen ("Kern-Logging") mit einer Kombination von Sensoren ("Multi-Sensor") bezeichnet. Das Gerät zu diesem Meßkonzept ist ein Multi-Sensor-Kern-Logger (Weaver & Schultheiss, 1990). In dieser Arbeit werden die Abkürzungen "Logging" und "Logger" benutzt, sofern Irrtümlichkeit ausgeschlossen werden kann.

Aufgrund der schnellen Datengewinnung und der engständigen Meßintervalle ist der Logger hervorragend geeignet für hochauflösende Messungen von Sedimentkernen (Schultheiss et al., 1988; Bloomendal et al., 1988; Mienert & Chi, 1995). Da der Logger dem gemessenen Kern keine Zerstörung zufügt, erfährt die weitere Verarbeitung des Kerns mit anderen Methoden keinerlei Behinderung durch die Logging-Messung. Weiterhin läßt sich die Logging-Messung an einem Kern, solange er unversehrt bleibt, beliebig wiederholen, was dem Korrigieren einer Fehlmessung oder der Untersuchung von Anisotropie der Sedimenteigenschaften dient.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse sowohl aus Sicht der Meßtechnik als auch der praktischen Anwendung in der Sedimentforschung vorgestellt.

Der Logger im SFB 313 ist eine Entwicklung der Firma GEOTEK in Haslemere, Surrey, Großbritannien (Schultheiss et al., 1988). Er ist ein offenes System von zusammengesetzten Sensoren, "offen" in dem Sinn, daß ihm noch mehr Sensoren hinzugefügt werden können. Der aktuelle Stand des Systems enthält folgende vier Sensoren zur Bestimmung der

- 1) Laufzeiten von Kompressionswellen (P-Wellengeschwindigkeit),
- 2) Abschwächung von γ -Strahlung (Dichte, Porosität)
- 3) magnetischen Suszeptibilität und
- 4) natürlichen Radioaktivität (Tonmineralzusammensetzung).

Der Meßsensor der magnetischen Suszeptibilität ist ein vorgefertigtes Gerät der Firma Barthington Instruments in Oxford, Großbritannien, der die gemessene magnetische Suszeptibilität direkt anzeigt. Bei den übrigen Sensoren werden physikalische Größen gemessen, die zur Berechnung der Parameter Kompressionswellengeschwindigkeit und Dichte erforderlich sind. Während die Umrechnung für Kompressionswellengeschwindigkeiten (dieser Begriff wird fortan durch das kürzere Synonym "P-Wellengeschwindigkeit" ersetzt) über Laufzeiten und Laufwege erfolgt, ist die Dichtebestimmung, die auf dem kernphysikalischen Meßprinzip GRAPE (Gamma Ray Attenuation Porosity Emulation) beruht, erheblich komplizierter. Ein neues Konzept für die Kalibrierung der Dichte, in dem die Kernphysik stärker als bei der klassischen Vorgehensweise (z.B. Boyce, 1976) berücksichtigt ist, wurde entwickelt. Für den Sensor der Tonmineralzusammensetzung mit einem ebenso kernphysikalischen Meßprinzip wurde auch eine detaillierte theoretische Betrachtung durchgeführt.

Nach der Kalibrierung der Sensoren geht es um den praktischen Einsatz des Loggers zur Bestimmung von physikalischen Sedimenteigenschaften. Von besonderer Bedeutung ist der Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten, der für die Dichtemessung wichtig ist. Er ist aber nicht als ein allgemeingültiger Wert - insbesondere nicht für jede beliebige Photonenenergie - bekannt. Im praktischen Meßbetrieb wird ein Erfahrungswert mit der zugehörigen Ungenauigkeit akzeptiert, der in dieser Arbeit empirisch bestimmt werden soll.

Für die praktische Messung sind noch andere wichtige Punkte zu klären, wie z.B. die Wahl des Meßabstandes, der sich an die Auflösung der Sensoren orientiert, oder die Meßzeit, die mit dem Meßabstand in unmittelbarem Zusammenhang steht. Eine unnötig lange Meßzeit z.B. bringt sowohl aus wirtschaftlichem Grund (Anzahl von Arbeitsstunden) als auch aus wissenschaftlicher Sicht (Risiko einer Störung der Messung, Sedimente zu lange im warmen Zustand) keinen Vorteil. Darüber hinaus ist in Hinblick auf die Meßgenauigkeit auch der Temperatureffekt von großem Interesse, denn alle zu messenden physikalischen Eigenschaften des Sediments variieren mehr oder weniger mit der Temperatur.

Wie für eine Fragestellung in der Meßtechnik üblich, gehört die Diskussion über die Zuverlässigkeit der Messungen zu den wichtigen Aufgaben dieser Arbeit, aber auch, weil aus der Logging-Messung weitere Informationen abgeleitet werden sollen.

Physikalische Eigenschaften von Meeressedimenten können Indikatoren für Klimazyklen darstellen (Mienert, 1986; Mienert et al., 1988; Mienert et al., 1989). Ist eine deutliche Korrelation zwischen den Logging-Daten und den Klimazyklen gegeben, soll durch die Anpassung der Logging-Daten an die Klimazyklen ("tuning") die Stratigraphie verfeinert werden (Martinson et al., 1987). In dieser Arbeit wird die hochauflösende SPECMAP-Kurve, eine globale $\delta^{18}\text{O}$ -Zeitskala (Imbrie et al., 1984), für das Ziel der Anpassung von Logging-Daten ("tuning target") gewählt. Durch eine Zeitreihenanalyse an den altersdatierten Logging-Daten können Informationen über Sedimentzyklen als Reaktion auf die orbitalen Zyklen der Erdbahnen (Milankovitch, 1930) gewonnen werden (z.B. Nobes et al., 1991).

In Kap. 2 dieser Arbeit werden der schematische Aufbau des Multi-Sensor-Kern-Loggers, die Meßprinzipien der Sensoren und die Software zum Betrieb des Logging-Systems erklärt. Es folgt in Kap. 3 die ausführliche Beschreibung der Einstellung, Justierung und Kalibrierung der einzelnen Sensoren. In Kap. 4 kommen die Probleme in der praktischen Messung zur Sprache, u. a. der Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten und eine Diskussion über die Meßgenauigkeit. Kap. 5 handelt von der Auswertung der Logging-Daten und ihre Anwendung im Rahmen des SFB 313.

2 Der Multi-Sensor-Kern-Logger

2.1 Aufbau des Loggers

Die Basis des Loggers bilden zwei längliche Aluminiumkörper (Abb. 2.1). Darauf erstrecken sich Schienen aus Kunststoff, auf denen ein Kunststoffschlitten von einem Schrittmotor in beide Richtungen befördert werden kann. In der Mitte des Loggers sind die Meßsensoren fest installiert. Der zu messende Sedimentkern wird auf den Schlitten gelegt und entsprechend den Meßintervallen schrittweise von rechts nach links an den Sensoren vorbeigezogen.

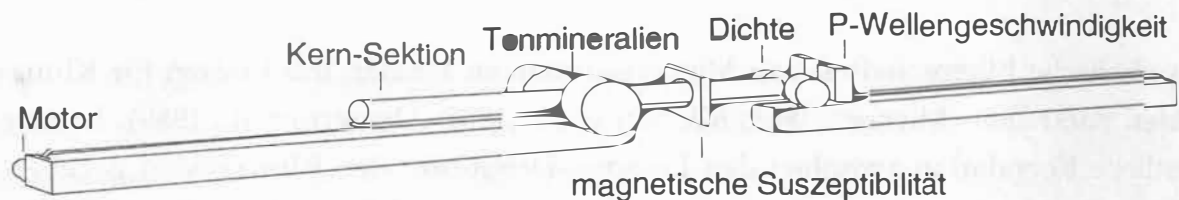


Abb. 2.1 Aufbau des Multi-Sensor-Kern-Loggers

Die Sensoren sind voneinander versetzt angebracht, wobei die jeweiligen Abstände zwischen den Sensoren konstant sind. Zweckmäßig wird die Position des P-Wellengeschwindigkeitssensors als Nullpunkt der gesamten Längsachse der Messung definiert, wovon auch das Meßprogramm ausgeht. Der Abstand des Nullpunktes zu den anderen Sensoren ist dann:

- 120 mm zum Dichtesensor,
- 440 mm zum Sensor der magnetischen Suszeptibilität und
- 780 mm zum Sensor der Tonmineralzusammensetzung.

Die Konzeption des Loggers erfordert einen Außendurchmesser der zu messenden (zylinderischen) Kerne um 125 mm und eine Länge $< 1,2$ m.

Um den Einfluß des elektrischen Rauschens des Schrittmotors auf die Sensorik zu unterdrücken, ist seine Steuerungselektronik im mechanischen Teil des Loggers untergebracht, die durch einen separaten Stromanschluß versorgt wird. Die restliche, zur Messung, Überwachung und Steuerung des Systems notwendige

Elektrik und Elektronik, zu der auch ein Oszilloskop gehört, befindet sich in einem Metallschrank. Alles kann sowohl manuell als auch, über die serielle RS232-Schnittstelle, mit einem Rechner über entsprechende Software bedient werden. Die Meßwerte können neben ihrer digitalen Erfassung durch den Rechner über die serielle Schnittstelle auch direkt von der Elektronik abgelesen werden. Ferner besitzt die Meßelektronik noch analoge Ausgänge, die z.B. für den Anschluß an das Oszilloskop benutzt werden können. Die analogen Ausgänge, die Meßanzeigen sowie die Schalter zur manuellen Bedienung sind an der Elektronik durch Beschriftung gekennzeichnet und zum Teil in dieser Arbeit ausführlich erläutert. Unter den Schaltern sind auch diejenigen, die den Grundbetriebsmodus eines Sensors regeln (z.B. Schalter für Fenster- oder Integrationsmodus des Dichtesensors, cgs- oder SI-Maßsystem des magnetischen Suszeptibilitätssensors), aber nicht vom Rechner aus automatisch geschaltet werden können. Sie müssen manuell ein- und umgestellt werden. Wenn die Parameter in den Softwareprogrammen (siehe Kap. 2.3, Software) diese Schalter ansprechen, müssen sie unbedingt mit den wirklichen Schalterstellungen übereinstimmen.

Die Meßelektronik besitzt einen eigenen Mikroprozessor. Sein Arbeitsspeicher (RAM = Random Access Memory) kann vom Rechner aus über die serielle Schnittstelle mit einem Meßprogramm (in BASIC-Quellencodetext) be- oder überschrieben werden. Das wird von einem in dem Mikroprozessor eingebauten "BASIC-Interpreter" ausgeführt. Die Übertragung und Ausführung des Meßprogramms wird von einem Hauptprogramm auf dem Rechner gesteuert. Auch die Meßparameter werden von dem Hauptprogramm an das Meßprogramm weitergegeben. Ferner werden die von dem Meßprogramm bestimmten Logging-Daten an das Hauptprogramm übermittelt. Das Hauptprogramm formatiert die Daten, zeigt sie auf dem Bildschirm an und speichert sie auf die Festplatte oder eine Diskette.

Beide Programme wurden vom Hersteller des Loggers mit der Hardware mitgeliefert, wobei das Hauptprogramm in TurboBASIC geschrieben ist und den Namen GEOMARX.BAS trägt. Das Meßprogramm trägt den Namen CORELOG8.I52.

Im folgenden werden die Sensoren und die Software des Loggers ausführlich beschrieben.

2.2 Meßprinzip der Sensoren

2.2.1 P-Wellengeschwindigkeit

Die P-Wellengeschwindigkeit (auch: Kompressionswellengeschwindigkeit) gibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der longitudinalen Komponente eines akustischen Signals durch ein Medium an (Toperczer, 1960). Zur Bestimmung der P-Wellengeschwindigkeit im Sediment werden die Laufzeit t und der Laufweg S eines Ultraschallsignals durch das Sediment gemessen. Die P-Wellengeschwindigkeit, die natürlich in die Richtung des Laufwegs zeigt, hat dann den Betrag

$$v = \frac{S}{t} . \quad (2.1)$$

Der P-Wellengeschwindigkeitssensor besteht aus zwei Ultraschallschwingköpfen ("Transducer") mit einer Charakteristik bzgl. der Frequenz bei 500 kHz, die jeweils als Sender und Empfänger wirken. Sie werden von beiden Seiten durch Federkraft an den dazwischen liegenden Kern gedrückt. Die Durchstrahlung des Kerns findet somit in der Richtung quer zu seiner Längsachse statt. Dabei wird ein Pulssignal, das in einem Takt von 1 ms von der Elektronik kommt, von dem Sender in eine akustische Schwingung mit der Frequenz von 500 kHz umgewandelt. Dieses Ultraschallsignal wandert als Kompressionswelle durch den Kern hindurch und gelangt anschließend an den Empfänger auf der gegenüberliegenden Seite (Abb. 2.2).

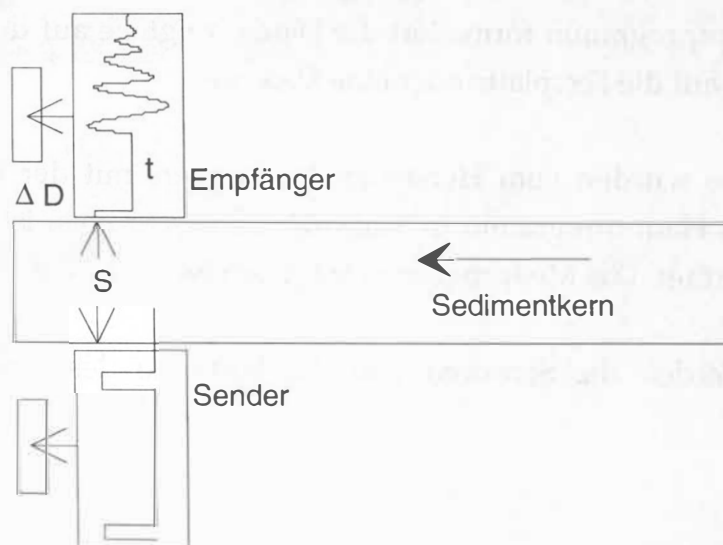


Abb. 2.2 P-Wellengeschwindigkeitssensor mit Abstandsmesser

Das ankommende Signal ist eine gedämpfte Schwingung mit der gleichen Frequenz (500 kHz) wie das Sendesignal. Ihre maximale Amplitude wird vom Logger beim Empfang mitgemessen und soll in erster Linie ein Maß für das Schalldämpfungsverhalten des Kernmaterials darstellen. Die Zeit zwischen dem Senden und dem Empfang des Signals ist dann die Laufzeit des P-Wellensignals durch den Kern. Diese wird zwar als Meßwert ausgegeben, intern jedoch wird durch die Meßelektronik der Zeitpunkt eines anderen Ereignisses bestimmt, nämlich der zweite Nulldurchgang der Empfangsschwingung. Dieser tritt exakt einen Wellenzug nach dem ersten Anstieg ein (Kap. 3.1.2, Abb. 3.1).

Dieses Meßkonzept bringt einen großen Vorteil mit sich. Ein Nulldurchgang ist nämlich viel deutlicher als der erste Anstieg zu erkennen, so daß ihn die Elektronik auch leichter detektieren kann. Die gesuchte Laufzeit ist dann exakt die gemessene Zeitspanne vom Senden des P-Wellensignals bis zum Eintreffen des Nulldurchgangs vermindert um eine Schwingungsperiode, die bei der Schwingungsfrequenz von 500 kHz hier 2 μ s beträgt. Mit dieser Detektionstechnik ist es möglich, eine hohe Genauigkeit bei der Laufzeitmessung zu erzielen.

Jeder Transducer ist noch mit einem Positionsmesser verbunden, der in Form eines veränderlichen Widerstandes wirkt. Dieser ändert seinen Wert, wenn der Transducer seine Position ändert. Die Meßelektronik ist so geschaltet, daß nur die Änderung des relativen Abstands zwischen den beiden Transducern registriert wird, und zwar als Abweichung des Abstands von einem vordefinierten Wert. Ein Abstandsmesser ist somit fest in dem P-Wellengeschwindigkeitssensor integriert.

Der Abstand zwischen den beiden Transducern stellt zugleich den Laufweg des Schallsignals dar. Wenn sie an der Oberfläche des dazwischen liegenden Kerns fest anliegen, entspricht dieser Abstand genau dem Durchmesser des Kerns. Die laufende Registrierung dieses Abstands ist notwendig, weil z.B. der Durchmesser eines zylindrischen Kernliners (von Schwere- oder Kolbenlot), bedingt durch Unregelmäßigkeiten in der Verarbeitung und Verformung während der Kernentnahme, von dem vom Hersteller angegebenen konstanten Wert abweichen kann.

2.2.2 Dichte

Nach der Definition gilt für die Dichte ρ eines Sediments

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (2.2)$$

wobei m die Masse und V das Volumen einer Probe des Sediments ist. Die Bestimmung der Dichte von Sedimenten nach dieser Definition setzt also Probenahmen aus dem Kernmaterial zum Bestimmen des Gewichtes und des Volumens voraus, was die Zerlegung und damit Zerstörung des Sedimentkerns bedeuten würde. Der Logger funktioniert dagegen nach einer zerstörungsfreien Methode, nämlich dem Schwächungsgesetz für Röntgen- und γ -Strahlung.

Der Dichtesensor enthält eine γ -Quelle (Nuklid: Cs^{137} ; chem. Verbindung: CsCl ; Halbwertszeit: 30,2 Jahre; Photonenenergie: 662 keV; Aktivität bei der Lieferung im Juni 1991: 10 mCi) und auf der gegenüberliegenden Seite der Quelle einen Szintillationsdetektor (NaJ-Kristall). Beide Komponenten sind ca. 140 cm voneinander entfernt und berühren den dazwischen liegenden Kern nicht (Abb. 2.3).

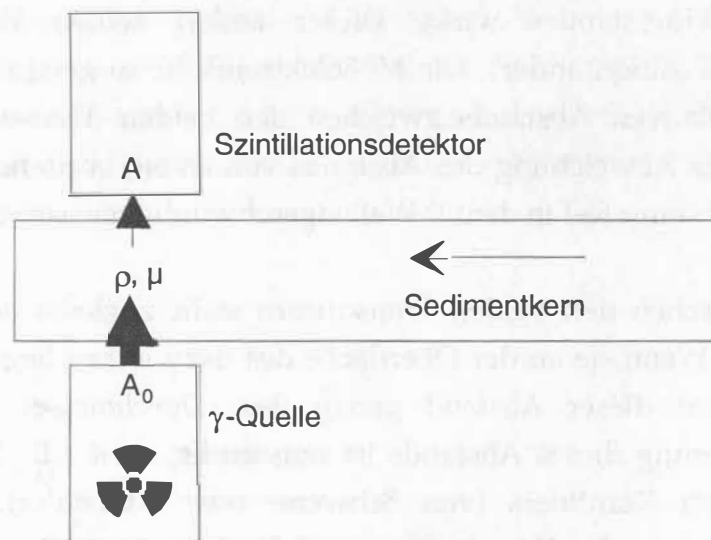


Abb. 2.3 Dichtesensor

Die Cs^{137} -Quelle befindet sich in einem Behälter aus massivem Blei und bleibt außerhalb des Einsatzes komplett verschlossen. Nur bei der Messung wird der Bleideckel der Strahlenöffnung von der Abschirmung abgenommen, wobei ein gebündelter Strahl von γ -Quanten durch eine kleine Öffnung ($\phi 6 \text{ mm}$) austreten kann. Dieser γ -Strahl durchdringt den Kern von dem Operator weg und in der

gleichen Richtung des P-Wellensignals (Kap. 2.2.1). Auch der Szintillationsdetektor ist mit massivem Blei umrahmt, damit keine Hintergrundstrahlung die Zählung verfälschen kann.

Durch die Wechselwirkung von γ -Strahlen mit den im Sediment enthaltenen Materien verlieren manche γ -Quanten Energie. Bei der Photonenenergie von 662 keV dominiert die Compton-Streuung. In der ausfallenden Strahlung befinden sich weniger γ -Quanten mit der ursprünglichen Energie von 662 keV, was eine Abschwächung der einfallenden γ -Strahlung durch das Sediment mit allen Bestandteilen bedeutet. Der Szintillationsdetektor empfängt die abgeschwächte Strahlung und registriert ihre Zählrate. Da die Abschwächung unter anderem von der Dichte der abschwächenden Materie abhängig ist, kann daraus die Dichte der abschwächenden Materie abgeleitet werden.

Seien A_0 und A die Aktivität der γ -Strahlung vor und nach der Abschwächung durch eine Materie, so gilt für die Abschwächung A/A_0 gemäß dem Schwächungsgesetz für Röntgen- und γ -Strahlung

$$A/A_0 = e^{-\rho\mu S}, \quad (2.3)$$

wobei ρ und μ die Dichte bzw. der Massenschwächungskoeffizient der Materie und S der Laufweg der γ -Strahlung ist. Beim Logger ist S identisch mit dem Laufweg des P-Wellensignals, da die Transducer des P-Wellengeschwindigkeitssensors dicht an dem Kernliner anliegen. Aufgrund der Konstruktion des Loggers durchlaufen der Ultraschall- und γ -Strahl den gleichen Weg im Kern, nämlich den Kernmittelpunkt.

Durch Lösung von (2.3) nach ρ ist die Dichte der abschwächenden Materie - im Fall des Loggers die Sedimentdichte - zu berechnen.

Diese Art von Dichtesensor ist in der Meßtechnik sonst auch unter dem etwas weitergreifenden Begriff "Densitometer" bekannt. In einem Densitometer können auch andere Strahlungsquellen wie Laserlicht oder Röntgenstrahlung eingesetzt werden. Die hier vorgestellte Methode der Dichtebestimmung wird auch als GRAPE-Prinzip (Gamma Ray Attenuation Porosity Evaluation) bezeichnet (Evans, 1965). Die Termination "Porosity Evaluation" kommt daher, daß mit diesem Meßprinzip auch die Porosität des Sediments ermittelt werden kann (vgl. Kap. 5.2.1). Die GRAPE-Dichte ist der Feuchtedichte des Sediments gleichzusetzen, die im unmittelbaren linearen Zusammenhang mit der Porosität steht.

2.2.3 Magnetische Suszeptibilität

Eine Materie in einem magnetischen Feld wird magnetisiert, d.h., in ihr werden magnetische Momente auf atomarer Ebene von dem äußeren magnetischen Feld ausgerichtet. Diese magnetischen Momente werden entweder vom magnetischen Feld erzeugt (bei Diamagnetismus) oder existieren bereits in der Materie (bei Para-, Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus) (von Münch, 1987). Das entstandene gesamte magnetische Moment pro Volumeneinheit ist die Magnetisierung M und hängt mit der magnetischen Feldstärke H über die Materiekonstante κ zusammen. Abgesehen von einigen Ausnahmefällen gilt

$$M = \kappa H . \quad (2.4)$$

κ wird als die volumenbezogene magnetische Suszeptibilität bezeichnet. Diese Größe dividiert durch die Dichte der Materie ist die massenbezogene magnetische Suszeptibilität. In dieser Arbeit wird auf den Term "volumenbezogen" verzichtet, außer wenn er zur Unterscheidung von der massenbezogenen magnetischen Suszeptibilität erforderlich ist.

Im allgemeinen sind die Magnetisierung und die magnetische Feldstärke Vektoren, so daß κ eine 3x3-Matrix ist. Die skalare Gleichung (2.4) behält allerdings ihre Gültigkeit, wenn hier, wie unten beschrieben wird, nur die eine Richtung, nämlich die in der Längachse der Sedimentkerne betrachtet werden sollen. Die gemessene magnetische Suszeptibilität ist dann aber auch nur repräsentativ für diese Richtung.

Zur Messung der volumenbezogenen magnetischen Suszeptibilität des Sediments dient eine ringförmige elektrische Spule (ϕ 168 mm, Dicke: ca. 30 mm), die senkrecht zur Längachse des liegenden Kerns steht. In dieser Spule, die zu einem oszillierenden Stromkreis gehört, wird ein schwaches magnetisches Feld (80 A/m) mit einer Frequenz von 0,565 kHz durch den Wechselstrom erzeugt. Das in dieses Feld gebrachte Sediment mit entsprechender magnetischer Suszeptibilität verursacht eine pulsförmige Veränderung in der Oszillationsfrequenz des Stromkreises. Diese Veränderung wird von der Meßelektronik erfaßt und in den Wert der magnetischen Suszeptibilität des Sediments umgewandelt (Abb. 2.4).

Der Einsatz eines Wechselstromfeldes hat den Vorteil, daß nur die ursprüngliche magnetische Suszeptibilität des Sediments gemessen wird, und, im Gegensatz zu einem durch Gleichstrom erzeugten Magnetfeld mit einer entsprechenden Vorzugs-

richtung, die magnetische Remanenz des Sediments völlig ungestört läßt. Die gemessene magnetische Suszeptibilität kann dann als Indikator für die Konzentration magnetisierbarer Mineralien in dem jeweiligen Sediment dienen.

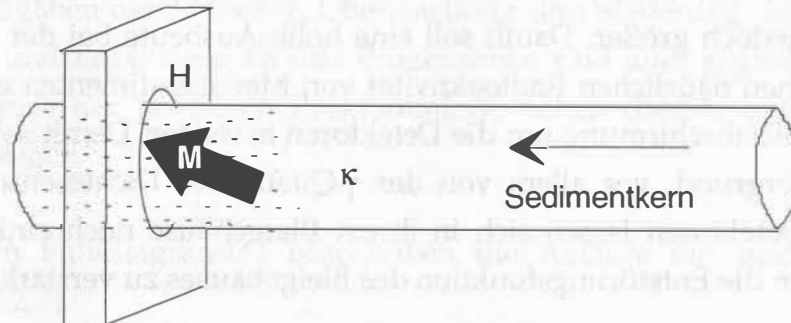


Abb. 2.4 Meßsensor der magnetischen Suszeptibilität

Die magnetische Suszeptibilität ist zwar dimensionslos, muß aber beim Übergang vom cgs- in das SI-Maßsystem mit dem Faktor 40π multipliziert werden. Der Sensor kann aber die gemessenen Werte sowohl in SI- als auch in cgs-Einheit direkt anzeigen, wobei ein entsprechender Schalter an der Elektronik zu betätigen ist. Die Umrechnung mit 40π geschieht dann intern in der Elektronik, und der angezeigte Wert braucht nur noch bei der cgs-Einheit mit dem Faktor 10^{-6} , bei der SI-Einheit mit 10^{-5} ergänzt zu werden. Wegen der Schwierigkeiten für die Tabellenkalkulationsprogramme in den graphischen Darstellungen wird die Notation " μcgs " statt " $\times 10^{-6}$ cgs" in dieser Arbeit verwendet.

2.2.4 Tonmineralzusammensetzung

Meeressedimente haben je nach Zusammensetzung der Tonminerale unterschiedliche Konzentration an Radionukliden. Die natürliche Radioaktivität eines Sediments kann durch seine natürliche γ -Aktivität repräsentiert werden. Die Messung der natürlichen Radioaktivität dient im allgemeinen der Unterscheidung von tonhaltigen Sedimenten. Tonminerale und Zeolite können durch Ionenaustausch zusätzliche, γ -Strahlung emittierende Isotope zu den bereits in den Mineralien oder organischem Kohlenstoff enthaltenen Isotopen aufnehmen. Sand dagegen tendiert zur niedrigen γ -Aktivität, falls nicht kaliumhaltiger Feldspat reichlich vorkommt. Silikat und Kalziumkarbonat von Organismen haben normalerweise niedrige Aktivität, obwohl sich in manchen Organismen durchaus Radionuklide anreichern können, während Dolomit meistens radioaktive Elemente enthält (Boyce, 1973).

Der Sensor der Tonmineralzusammensetzung besteht aus zwei Szintillationsdetektoren. Der Typ und auch die Meßelektronik sind bis auf die Dimensionierung mit dem Dichtesensor identisch. Die zylinderförmigen NaJ-Kristalle der beiden Detektoren sind mit einem Volumen von $\phi 2'' \times 2''$ (gegenüber $\phi 1,5'' \times 1,5''$ beim Dichtesensor) jedoch größer. Damit soll eine hohe Ausbeute bei der Erfassung der relativ schwachen natürlichen Radioaktivität von Meeressedimenten erzielt werden. Ferner ist die Bleiabschirmung um die Detektoren massiver. Damit sollen Störungen aus dem Hintergrund, vor allem von der γ -Quelle des Dichtesensors abgehalten werden. Die Detektoren lassen sich in ihrem Bleigehäuse noch einige Zentimeter einschieben, um die Entstörungsfunktion des Bleigehäuses zu verstärken.

Die Detektoren sind in der Richtung der Ultraschall- und γ -Durchstrahlung angebracht. Durch diese Raumanordnung messen sie an den Stellen des Kerns, die von dem P-Wellengeschwindigkeitssensor und Dichtesensor bereits erfaßt worden waren.

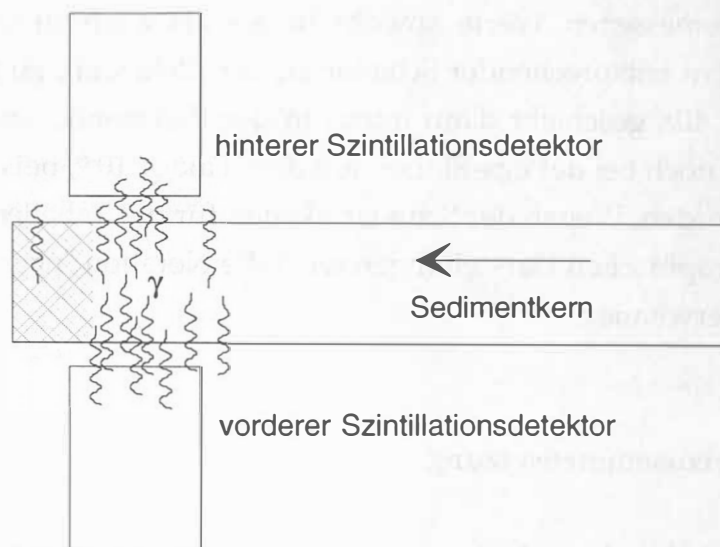


Abb. 2.5 Sensor der Tonmineralzusammensetzung

Die quantitative Beziehung zwischen der Tonmineralzusammensetzung und der gemessenen natürlichen γ -Aktivität eines Sediments hängt außer von den enthaltenen Mineralienarten auch noch stark von der Einstellung der Meßtechnik, der Meßbedingung und dem Hintergrund im Labor bei der Zählung ab.

2.3 Die Software

Die mit dem Logger gelieferten Software-Programme erfüllen nur die grundlegenden Aufgaben der Messung, Überwachung und Steuerung. Möglichkeiten für Änderungen und Ergänzung an den Programmen sind aber gegeben, da beide als Quellcodetexte der jeweiligen Programmiersprachen (BASIC bzw. TurboBASIC, Kap. 2.1) vorliegen.

Die folgenden Flußdiagramme beschreiben die Abläufe der beiden Programme (Abb. 2.6 und 2.7).

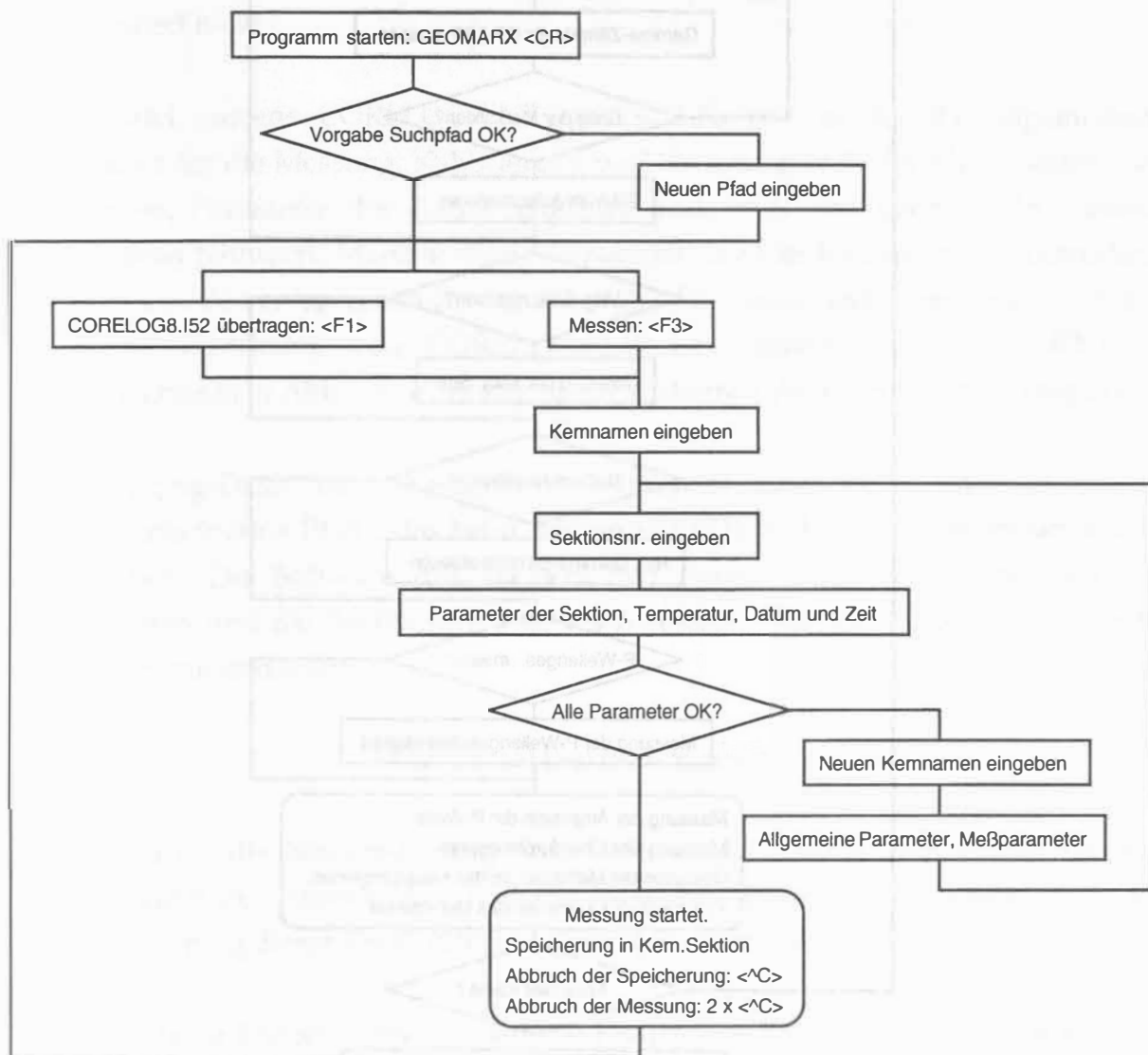


Abb. 2.6 Flußdiagramm des Hauptprogramms GEOMARX.BAS

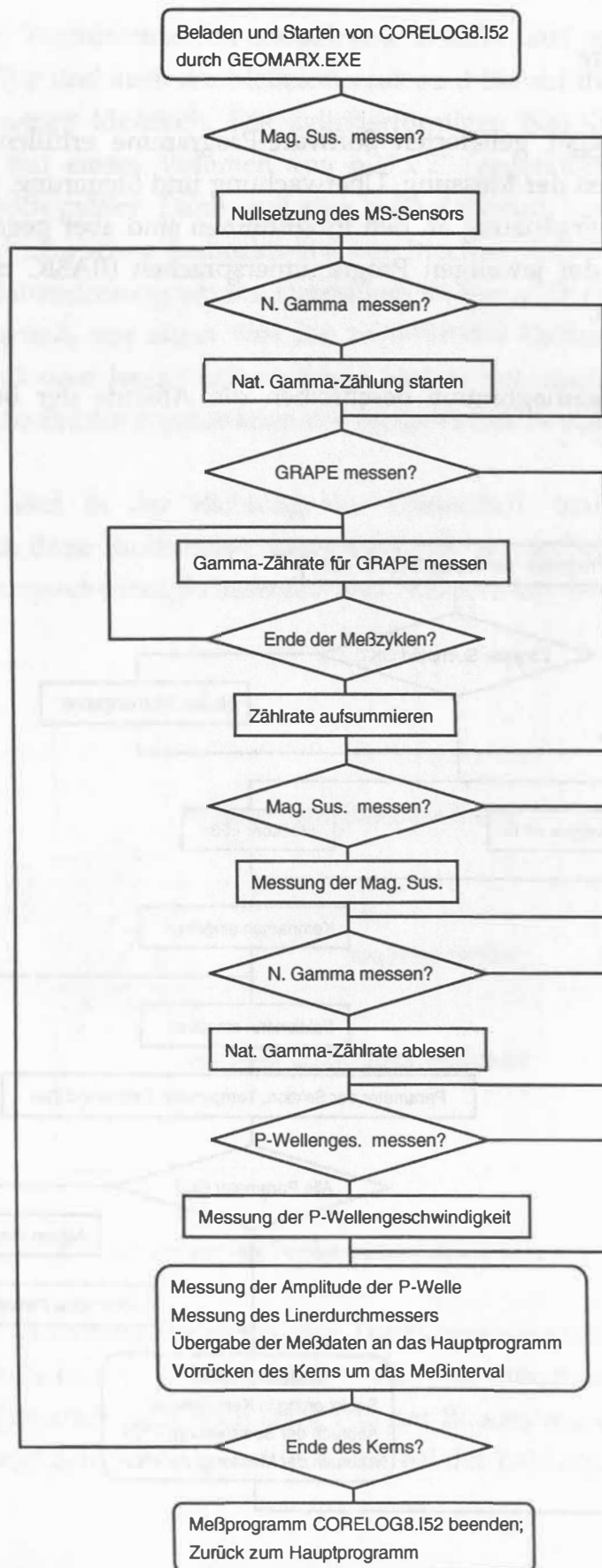


Abb. 2.7 Flußdiagramm des Meßprogramms CORELOG8.I52

Die Programme sind in der praktischen Benutzung meist selbsterklärend. Es gibt allerdings auch einige Punkte, die für den korrekten Umgang mit der Software und somit für den Meßbetrieb mit dem Logging-System von Bedeutung sein können, die in der Betriebsanleitung des Herstellers nicht dokumentiert sind.

- Der RAM der Meßelektronik ist nach dem Einschalten zunächst leer und muß von dem auf dem Rechner laufenden Hauptprogramm GEOMARX.EXE (aus GEOMARX.BAS compiliert) mit dem Meßprogramm CORELOG8.I52 beschrieben werden. Die Meßelektronik darf aber erst eingeschaltet werden, nachdem GEOMARX.EXE gestartet und eine Anweisung zum Einschalten der Meßelektronik ausgegeben wird. Sonst wird der Mikroprozessor der Meßelektronik nicht korrekt angesprochen, und das Laden von CORELOG8.I52 in den RAM der Meßelektronik funktioniert nicht.
- Eine Datei namens CORELOG.CNF in ASCII-Format, in der die allgemeinen Parameter für die Messung, Kalibrierung und Steuerung (z.B. der Meßabstand, die Meßzeiten, Parameter des Kerns) abgelegt sind, muß sich ebenfalls in diesem Verzeichnis befinden. Manche dieser Parameter, die die Meßelektronik betreffen, müssen von den entsprechenden Schaltern der Elektronik abgelesen werden (Kap. 2.1). Die Editierung von CORELOG.CNF ist entweder in GEOMARX.EXE (Flußdiagramm in Abb. 2.6) oder mit einem Textverarbeitungsprogramm möglich.
- Die Logging-Daten einer Kernsektion werden in einer ASCII-Datei in einem Verzeichnis (path = Pfad), das beim Starten von GEOMARX.EXE vereinbart wird, gespeichert. Die Software des Loggers gibt dieser Datei den Kernnamen als Dateinamen und die Sektionsnummer als Extension, d.h. der ganze Name dieser Datei hat immer die Form:

[Kernname].[Sektionsnummer]

Die Regel für die Namensgebung einer Datei in DOS-Format muß also schon bei der Vergabe des Kernnamens und der Sektionsnummer berücksichtigt werden. Nichtbeachtung dieser Regel führt zu einem Laufzeitfehler des Programms.

- Die Meßdaten können entweder auf die Festplatte oder eine Diskette geschrieben werden. Am Anfang jeder Datei steht ein Feld mit den Informationen über die jeweilige Kernsektion (z.B. ihre Länge, ihre Temperatur vor der Messung). Dann folgen die Datenfelder, wobei die Versätze zwischen den einzelnen Meßgrößen, die

aufgrund der Abstände der jeweiligen Sensoren vom Nullpunkt der Längsachse der Messung (Kap. 2.1; Kap. 4.2.2) entstanden sind, nicht eliminiert sind. Diese Versätze sind auch in der Datenausgabe auf dem Bildschirm des Rechners nicht eliminiert, was zu beachten ist, wenn anhand dieser Bildschirmausgabe die Messung kontrolliert wird.

- Wenn während der laufenden Messung die Tastenkombination <Ctrl><C> einmal betätigt wird, wechselt der Rechner in den Terminal-Modus, d.h., dann wird nur die Datenspeicherung auf die Festplatte oder Diskette unterbrochen. Die Messung selber wird aber noch nicht gestoppt, und die Meßwerte erscheinen weiterhin auf dem Bildschirm. Erst nach der erneuten Betätigung von <Ctrl><C> wird die Messung vorzeitig beendet. Da die Datenspeicherung nach jedem Meßpunkt stattfindet, bleiben bei einer vorzeitigen Beendigung der Messung die bereits gemessenen Meßpunkte in der jeweiligen Datei gespeichert.
- Wie für ein BASIC-Programm üblich, wird GEOMARX.EXE durch die Tastenkombination <Ctrl><Break> beendet. Vom Verlassen dieses Hauptprogramms ohne den vorherigen Stop des Meßprogramms CORELOG8.I52 (mit 2 x <Ctrl><C>) ist aber abzuraten, da die Messungen dann trotzdem weiterlaufen.

3 Justierung und Kalibrierung der Sensoren

3.1 P-Wellengeschwindigkeit

3.1.1 Justierung des Abstandmessers

Der in dem P-Wellengeschwindigkeitssensor integrierte Abstandsmesser registriert den Abstand zwischen den Transducern, wobei ΔD der Abweichung von einem vorgegebenen Abstand entspricht. In der Praxis sind die Transducer des P-Wellengeschwindigkeitssensors an dem zu messenden Sedimentkern fest gekoppelt. Der Laufweg des P-Wellensignals durch das Sediment ist dann

$$S = D + \Delta D - 2d, \quad (3.1)$$

wobei d und D die Wandstärke (2,5 mm) bzw. der Durchmesser (125 mm) des Kernliners (Schwere- und Kolbenlotkerne im SFB 313) ist.

Die Justierung des Abstandmessers erfolgt durch die Einstellung seines Nullpunktes und seiner Skalierung über die beiden Potentiometer ZERO bzw. SPAN an der Meßelektronik. Der Nullpunkt wird erreicht, wenn der Abstand zwischen den beiden Transducern gleich dem vorgegebenen Wert ist. Mit der Skalierung wird der Meßbereich so gewählt, daß die Abweichungen von einem vorgegebenen Durchmesser korrekt angezeigt werden. Damit ein angemessener Bereich positiver und negativer Werte erfaßt wird, sollen beim Nullpunkt der Abstandmessung beide Transducer um etwa die Hälfte ihres Bewegungsfreiraums in ihrem Gehäuse liegen.

Der Durchmesser eines Kalibrierungsliners von 125 mm kann bei der Justierung des Abstandmessers als Nullpunkt gesetzt werden. Das zweite Maß für die Einstellung der Skalierung können natürlich die Endbereiche des Liners, die aufgrund von Endkappen breiter als 125 mm sind, liefern. Die für die Kalibrierung des Dichtesensors speziell angefertigten Aluminiumplatten mit der Breite von 100 mm (vgl. Kap. 3.2.3) sind aber auch zu diesem Zweck geeignet.

Die Justierung des Abstandmessers ist nur dann erforderlich, wenn die Transducer des P-Wellengeschwindigkeitssensors neu befestigt werden müssen oder eine Verstellung der Abstandmessung erfolgt war. Dabei sollen die beiden Potentiometer ZERO und SPAN mehrmals abwechselnd eingestellt werden, um eine hohe Genauigkeit der Abstandmessung zu garantieren.

3.1.2 Justierung der Laufzeitbestimmung

Bei der Laufzeitbestimmung mit dem P-Wellengeschwindigkeitssensor wird der zweite Nulldurchgang des Empfangssignals registriert. Für die Meßelektronik ist er eindeutig erkennbar, weil vor dem Nulldurchgang des Signals das Vergleichsniveau (v_{op} in Abb. 3.1) zum ersten Mal von dem Empfangssignal unterschritten wird. Der Zeitpunkt dieses Nulldurchgangs abzüglich einer vollen Schwingungsdauer des Signals ist die wahre Laufzeit.

Für diesen internen Prozeß in der Meßelektronik müssen einige Steuerungsparameter extern eingestellt werden. Einer dieser Parameter ist das bereits erwähnte Vergleichsniveau v_{op} , das sich aus zwei Einzelgrößen zusammensetzt. Diese sind Off (Offset) und Sc (Scale) (Abb. 3.1) mit $v_{op} = V_s + v_o = Sc \cdot V_p + 100 \cdot Off$, wobei V_p die größte negative Amplitude des Empfangssignals ist. Über die beiden Potentiometer SET LOW und SET HIGH lassen sich Off und Sc einstellen, wobei das Empfangssignal (Ausgang: SIGNAL) und die Unterschreitung von v_{op} (Ausgang: THRESHOLD) am Oszilloskop verfolgt werden können.

Dabei können konkret die folgenden Situationen eintreten:

Befindet sich nur Luft zwischen den Transducern, kommt wegen der schlechten Ankopplung ein sehr schwaches Signal mit extrem kleinen Amplituden am Empfang an, das kaum vom Rauschen der Elektronik zu unterscheiden ist. Beim minimalen Sc (≈ 0 über SET HIGH) und durch Einstellung von Off (über SET LOW) soll hierbei das Vergleichsniveau v_{op} ($\approx 100 \cdot Off$) knapp über diesen kleinen Amplituden gesetzt werden. Auf dem Oszilloskop zeigt THRESHOLD keine Unterschreitung des Vergleichsniveaus mehr an.

Unmittelbar danach wird der mit destilliertem Wasser gefüllte Kalibrierungsliner (Kap. 3.1.1) zwischen die beiden Transducer gelegt. Auf dem Oszilloskop erscheint eine gedämpfte Schwingung mit Amplituden, die das Vergleichsniveau weit überschreiten. Durch Erhöhung von Sc soll das Vergleichsniveau v_{op} um den immer größer werdenden Bruchteil der größten Amplitude ($Sc \cdot V_p$) steigen, bis es nur noch von den großen Amplituden in der Empfangsschwingung unterschritten werden kann.

Auf diese Weise wird sichergestellt, daß kein Rauschen in der Elektronik, sondern nur eine deutliche Amplitude des Empfangssignals die Laufzeitmessung auslösen kann.

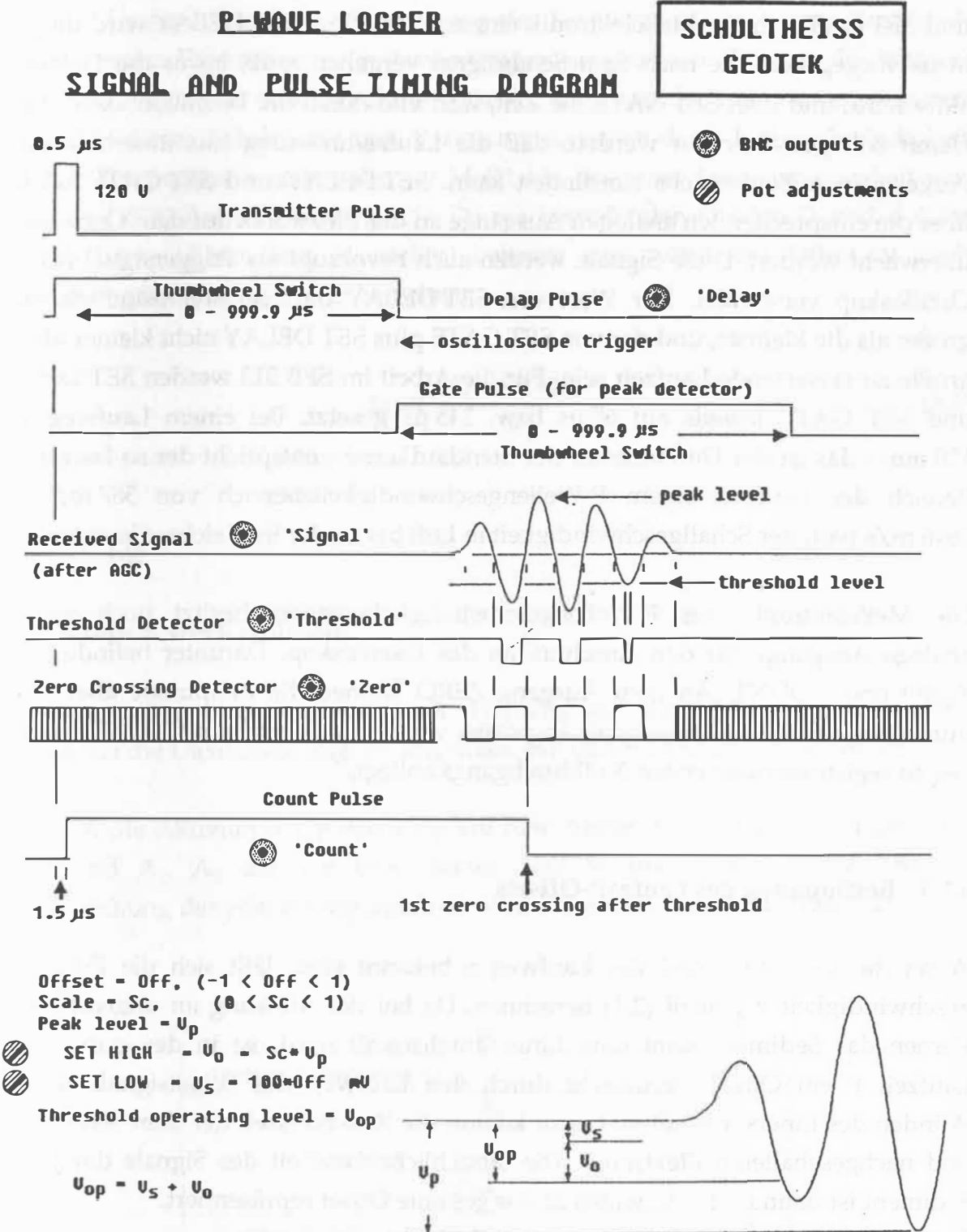


Abb. 3.1 Steuerungsgrößen und Zeitdiagramm der
P-Wellengeschwindigkeitsmessung
(Auszug aus der Betriebsanleitung)

Zwei andere wichtige Steuerungsgrößen sind die Startverzögerung und die Dauer der Laufzeitdetektion. Sie sind über die beiden Zahlenradpotentiometer SET DELAY und SET GATE an der Meßelektronik einzustellen. Über SET DELAY wird die Zeit in μs vorgegeben, die nach dem Sendesignal vergehen muß, bevor die Detektion aktiv wird, und über SET GATE die Zeit, während deren die Detektion aktiv bleibt. Damit soll gewährleistet werden, daß die Laufzeitmessung nur innerhalb eines vorgegebenen Zeitbereichs stattfinden kann. SET DELAY und SET GATE können über die entsprechenden analogen Ausgänge an der Elektronik auf dem Oszilloskop überwacht werden. Diese Signale werden auch bevorzugt als Triggersignal für das Oszilloskop verwendet. Der Wert von SET DELAY darf selbstverständlich nicht größer als die kleinste, und der von SET GATE plus SET DELAY nicht kleiner als die größte zu erwartende Laufzeit sein. Für die Arbeit im SFB 313 werden SET DELAY und SET GATE jeweils auf $65 \mu\text{s}$ bzw. $245 \mu\text{s}$ gesetzt. Bei einem Laufweg von 120 mm - das ist der Durchmesser der Standardkerne - entspricht der so festgelegte Bereich der Laufzeit einem P-Wellengeschwindigkeitsbereich von 387 m/s bis 1846 m/s (von der Schallgeschwindigkeit in Luft bis zu der in Weichsedimenten).

Die Meßelektronik des P-Wellengeschwindigkeitssensors besitzt noch weitere analoge Ausgänge für den Anschluß an das Oszilloskop. Darunter befinden sich ZERO und COUNT. An dem Ausgang ZERO können die Zeitpunkte aller Nulldurchgänge des Empfangssignals abgetastet werden, während am COUNT nur der des zu registrierenden ersten Nulldurchgangs anliegt.

3.1.3 Bestimmung des Laufzeit-Offsets

Wenn die Laufzeit t und der Laufweg S bekannt sind, läßt sich die P-Wellengeschwindigkeit v gemäß (2.1) berechnen. Da bei der Messung an ungeöffneten Kernen das Sediment samt dem Liner durchstrahlt wird, ist in der gemessenen Laufzeit t' ein Offset, verursacht durch den Laufweg des Schallsignals in den Wänden des Liners, enthalten. Hinzu kommt die Reaktionszeit der dem Sensor vor- und nachgeschalteten Elektronik. Die tatsächliche Laufzeit des Signals durch das Sediment ist dann $t = t' - \Delta t$, wobei Δt das gesamte Offset repräsentiert.

Damit wird aus (2.1) unter Einbezug von (3.1)

$$v = \frac{D + \Delta D - 2d}{t' - \Delta t} \quad (3.2)$$

In der Kalibrierung des P-Wellengeschwindigkeitssensors gilt es, Δt zu ermitteln. Dabei werden an dem mit destilliertem Wasser gefüllten Kalibrierungsliner (Kap. 3.1.1) die Laufzeit t' und die Abweichung des Laufwegs ΔD bestimmt. Zusätzlich wird mit einem Thermometer die Wassertemperatur gemessen. Die von der Wassertemperatur abhängige Schallgeschwindigkeit v kann aus der Literatur entnommen werden. In dieser Arbeit wird eine Beziehung zwischen der Schallgeschwindigkeit und der Temperatur benutzt, die auf Meßdaten aus einer Dissertationsarbeit von Friedrich (1976) basiert (Anhang A1). Da die betreffenden Größen D und d (hier 125 mm bzw. 2,5 mm laut Hersteller) bekannt sind, wird das Offset Δt nach Umformung von (3.2) wie folgt berechnet:

$$\Delta t = t' - \frac{D + \Delta D - 2d}{v}. \quad (3.3)$$

3.2 Dichte

3.2.1 Einfluß von Kernlinern

Kernliner haben eine abschwächende Wirkung auf die γ -Strahlung und somit Einfluß auf die Dichtemessung. Im folgenden soll dieser Einfluß untersucht werden.

Sei A_0 , A die Aktivität der γ -Strahlung vor bzw. hinter dem mit Sediment gefüllten Liner und A_1 , A_2 die vor bzw. hinter dem Sediment, dann ist A_1/A_0 die Abschwächung der γ -Strahlung durch die Wand vor dem Sediment (Abb. 3.2).

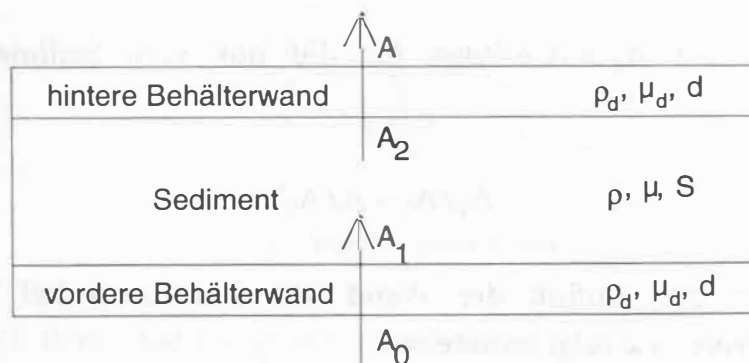


Abb. 3.2 Einfluß der Linerwand bei der Dichtemessung

Sei ρ_d die Dichte und μ_d der Massenschwächungskoeffizient des Linermaterials, gilt

$$A_1/A_0 = e^{-\rho_d \mu_d d} \quad (3.4)$$

mit der Wandstärke des Liners d .

Für die Abschwächung durch das Sediment und die ihm vorstehende Wand gilt wegen $A_2/A_0 = A_2/A_1 \cdot A_1/A_0$

$$A_2/A_0 = A_2/A_1 \cdot e^{-\rho_d \mu_d d} . \quad (3.5)$$

Die Wand vor dem Sediment bewirkt also die Multiplikation der von ihm verursachten Abschwächung A_2/A_1 mit dem Faktor $e^{-\rho_d \mu_d d}$.

Das gilt nach ähnlicher Herleitung ebenfalls für die rückseitige Wand. Zweimalige Abschwächung der γ -Strahlung durch die Wand des Kernliners, wie es bei der Messung an ungeöffneten Kernen der Fall ist, bedeutet somit die zweimalige Multiplikation der nur vom Sediment verursachten Abschwächung mit dem Faktor $e^{-\rho_d \mu_d d}$, ohne daß die Reihenfolge der Abschwächung eine Rolle spielen würde.

Die gesamte Abschwächung ist dann

$$A/A_0 = A_2/A_1 \cdot e^{-2\rho_d \mu_d d} . \quad (3.6)$$

Für Kernliner aus dem gleichen Material und mit der gleichen Wandstärke ist der Faktor $e^{-2\rho_d \mu_d d}$ eine Konstante. Für die im SFB 313 benutzten Liner liegt z.B. der Faktor nach der praktischen Bestimmung bei $0,975 \pm 0,005$.

Umgekehrt gilt mit $A_0' := A_0 e^{-2\rho_d \mu_d d}$ für die nur vom Sediment verursachte Abschwächung

$$A_2/A_1 = A/A_0' . \quad (3.7)$$

Damit läßt sich der Einfluß der Wand von Kernlinern bei Messungen an ungeöffneten Kernen wie folgt ermitteln:

Die Wand des Kernliners wirkt auf das darin aufbewahrte Sediment wie eine Vorschwächung der γ -Strahlung - wegen $A_0' = A_0 e^{-2\rho_d \mu_d d}$ in Gl. (3.6). Wenn die

Kalibrierung der Dichtemessung bereits mit dieser Vorschwächung durchgeführt wurde, braucht bei späteren Messungen an Kernen in Linern gleichen Typs der Einfluß der Linerwand auf die Zählrate nicht mehr berücksichtigt zu werden.

Die Vorschwächung der γ -Quelle bei der Kalibrierung kann durch ihr Abdecken mit einem leeren Liner gleichen Typs oder zwei Stücken aus der Linerwand simuliert werden. Falls die Kalibrierung ohne Vorschwächung der γ -Quelle gemacht werden soll, weil z.B. Kerne in Linern verschiedener Typen zu messen sind, muß vorher durch zusätzliche Kalibrierungsmessungen der Faktor $e^{-2\rho_d\mu_d d}$ für den jeweiligen Liner gefunden werden, womit gemäß Gl. (3.6) die Zählrate aus späteren Messungen umzurechnen ist.

3.2.2 Festlegung des Energie-Fensters

Die γ -Strahlung von Cs^{137} hat die Photonenenergie von 662 keV. Bei dieser Energie ist der dominierende Faktor in der Abschwächung von γ -Strahlung die Compton-Streuung (Beck, 1981). Dabei kommt es zum elastischen Stoß zwischen manchen γ -Quanten und den Elektronen in der abschwächenden Materie. Diese sogenannten Compton-Quanten verlieren Energie an die Elektronen und ändern gleichzeitig ihre Flugrichtung (Abb. 3.3). In der ausfallenden Strahlung befinden sich weniger γ -Quanten mit der ursprünglichen Photonenenergie (662 keV) der einfallenden Strahlung. Die γ -Strahlung wird abgeschwächt (Evans, 1955).

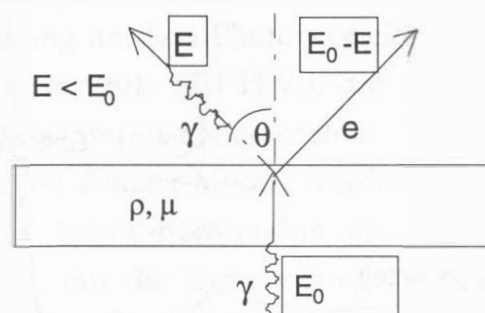


Abb. 3.3 Der Compton-Effekt

Die Energie nach dem Stoß hängt von dem Winkel θ zwischen der Flugrichtung eines Compton-Quants vor und nach dem Stoß ab, der jeden Wert in dem Bereich von 0° bis 180° annehmen kann. Während bei $\theta = 0^\circ$ der Energieverlust gleich 0, d.h., der γ -Quant von der Compton-Streuung sozusagen verschont geblieben ist, wird er mit zunehmendem θ immer größer, um bei $\theta = 180^\circ$ das Maximum zu erreichen.

Die Theorie liefert hierfür

$$E = \frac{m_e c^2 E_0}{m_e c^2 + E_0 (1 - \cos \theta)} , \quad (3.8)$$

wobei E_0 , E die Energie des Quants vor bzw. nach dem Stoß ist. m_e ist die Elektronenruhemasse und c die Lichtgeschwindigkeit, womit die Ruheenergie des Elektrons $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ ist.

Wenn von einem Szintillationsdetektor die γ -Strahlung nach der Abschwächung aufgefangen wird, fliegen Compton-Quanten mit in den Detektor hinein, die ihre Flugrichtung nicht stark geändert haben. Diese Compton-Quanten treten im Detektor mit dem NaJ-Kristall nochmals in Wechselwirkung, verlieren dort ihre restliche Energie, die bis in die Nähe der Photonenenergie der primären Energie der γ -Strahlung reicht ($\theta \approx 0^\circ \Rightarrow E = E_0$, Gl. (3.8)). Ihre Zählrate überlagert sich mit dem Spektrum der ungestört in den Detektor angekommenen γ -Strahlung, die es eigentlich zu detektieren gilt (Abb. 3.4).

Spektrum von Cs^{137} / Energie-Fenster

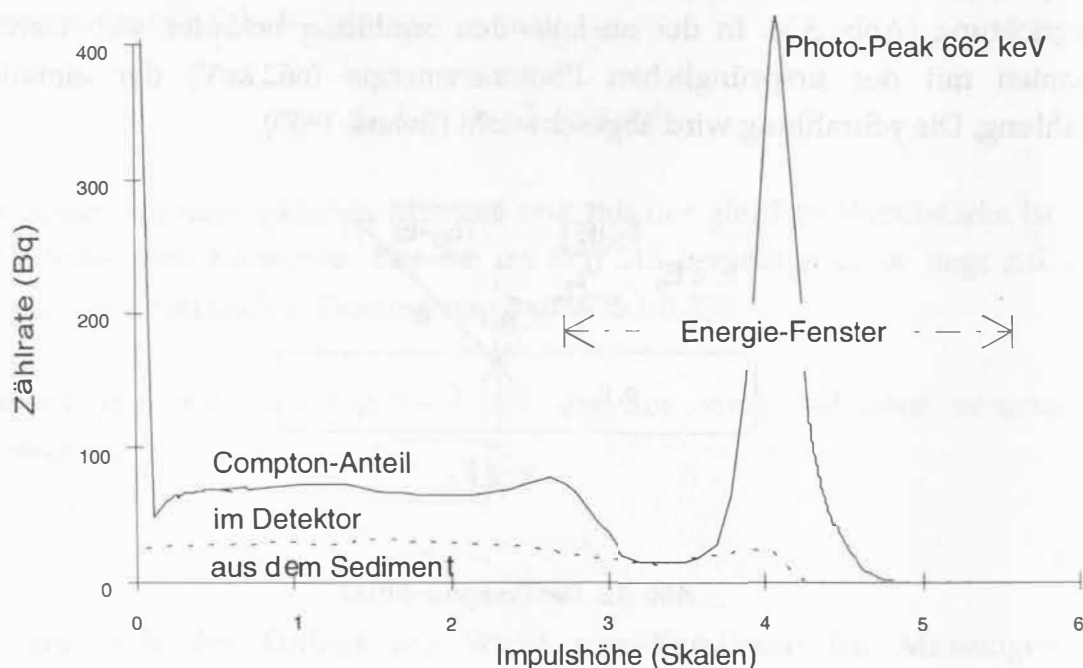


Abb. 3.4 Spektrum der Cs^{137} -Quelle und Energie-Fenster

Im Szintillationskristall des Detektors findet ebenfalls der Compton-Effekt statt. Wenn manche der entstandenen Compton-Quanten dem Kristall anschließend entweichen, registriert der Detektor von diesen entflohenen Compton-Quanten nur die an die Elektronen des Kristalls übertragene Energie. Bei der primären Energie von 662 keV reicht diese dann von 0 bis zu der sogenannten Compton-Kante ($\theta = 180^\circ \Rightarrow E_0 - E = 478 \text{ keV}$, Gl. (3.8)), die bei einer Rückstreuung der γ -Quanten entsteht. Diese "entwichenen" Compton-Quanten verursachen den breiten Compton-Bereich von 0 bis 478 keV in Abb. 3.4. Dieser Anteil ist um so höher, je kleiner der Detektorkristall ist (Knoll, 1979).

Die Mehrzahl der in den Detektor kommenden γ -Quanten verliert ihre gesamte Energie an die Elektronen des Szintillationskristalls, so daß sich ein deutliches Maximum auf der primären Energie (hier 662 keV) im γ -Spektrum herausbildet. Dieses Maximum wird als Photo-Peak bezeichnet. Diese Bezeichnung stammt von der zweiten Wechselwirkung zwischen der γ -Strahlung und dem Szintillationskristall, nämlich dem Photo-Effekt, bei dem die γ -Quanten ihre gesamte Energie zur Hebung eines gebundenen Elektrons im Kristall in ein höheres Energieniveau in der Atomhülle abgeben.

Ein dritter Effekt, die Paarbildung, tritt erst ab einer Photonenenergie von 1022 keV ein, so daß er für die Fragestellung in dieser Arbeit außer acht gelassen wird.

Für den Zählbetrieb des Dichtesensors sind u.a. drei Parameter wichtig, die über drei entsprechende Zahlenpotentiometer an der Meßelektronik eingestellt werden. Das sind die Hochspannung an dem Photovervielfacher des Szintillationsdetektors (Potentiometer an der Elektronik: SET H.V.), die untere Schwelle (THRESHOLD) und Breite (CHANNEL) des Impulshöhe-Fensters. Ferner kann der Detektor in zwei Modi betrieben werden. Im Fenster-Modus werden nur die Impulse innerhalb des Impulshöhe-Fensters, im Integrationsmodus alle Impulse über einer Schwelle (THRESHOLD) registriert. Für die Umschaltung zwischen diesen beiden Modi ist ein entsprechender Schalter an der Elektronik (dE oder >E) vorgesehen.

Vor der Festlegung eines Impulshöhe-Fensters muß die Impulshöhe gegen die Photonenenergie durch Aufnahme eines Spektrums geeicht werden. Da die Impulshöhe wiederum von der Hochspannung am Photovervielfacher des Detektors abhängig ist, muß diese zuerst auf einen konstanten Wert festgelegt werden. In dieser Arbeit wird entsprechend der Betriebsanleitung des Loggers die Hochspannung auf 802 V festgesetzt, mit der das 662 keV-Maximum der γ -Strahlung in

das Impulshöhe-Fenster 4,23 - 4,33 Skalen (Skaleneinheit auf den Potentiometern THRESHOLD und CHANNEL) fällt. Zur Aufnahme des Spektrums wird die Breite (CHANNEL) des Fensters auf sehr klein (z.B. 0,1 Skalen) gestellt und die untere Schwelle (THRESHOLD) von 0 aus schrittweise hochgefahren. Dabei wird die Zählrate bestimmt. Die Zählimpulse können auch über den analogen Ausgang SIGNAL OUT der Elektronik auf dem Oszilloskop angezeigt werden.

Mit dem aufgenommenen γ -Spektrum kann ein passendes Impulshöhe-Fenster, jetzt auch als Energie-Fenster, für den Detektor gewählt werden. Die Mitte des Fensters soll etwa mit dem 662 keV-Maximum zusammenfallen. Die Wahl der Fensterbreite ist aber mit zwei Effekten verbunden, die oben in der Einführung über den Compton-Effekt schon angedeutet wurden (Abb. 3.4):

1) Alle ungestörten und daher mit unverminderter Energie (662 keV) in den Detektor gelangenen γ -Quanten sollten gezählt werden. Aufgrund des Compton-Effektes im Detektor aber "rutschen" einige von ihnen dort in den unteren Energiebereich. Hiervon wiederum gehen diejenigen außerhalb des Energie-Fensters für die Zählung verloren. Die Zählrate wird verkleinert.

2) Mit der ungestörten Strahlung kommen andererseits aber auch Compton-Quanten in den Detektor "eingeschlichen", die im Sediment entstanden sind und somit gar nicht zu der ausfallenden Strahlung gehören. Der Detektor kann nicht zwischen diesen und denjenigen Compton-Quanten unterscheiden, die ungestört in den Detektor gekommen sind, aber wegen des Compton-Effektes im Detektorkristall doch in den Compton-Bereich fallen. Er zählt alle γ -Quanten mit, deren Energie innerhalb des Energie-Fensters liegt. Die Zählrate wird erhöht.

Die Beiträge der beiden Effekte wirken zwar einander entgegen, heben sich aber nicht auf. Auch ist ihre Differenz kein konstanter Betrag, sondern hängt von der aktuellen Zählrate ab:

- Bei hohen Zählraten entstehen im Detektor selber viele Compton-Quanten, von denen auch viele außerhalb des Energie-Fensters sind, die dann für die Zählung verlorengehen. Hohe Zählraten rühren aber von schwacher Compton-Streuung im abschwächenden Material, wodurch wenige Compton-Quanten dort entstehen, um in den Detektor einzufallen und die Zählrate nach oben zu verfälschen. Hier ist der erste Effekt groß und der zweite klein.

- Bei niedrigen Zählraten als Folge von starker Compton-Streuung in dem abschwächenden Material ist es genau umgekehrt. Da ist der zweite Effekt groß und der erste klein, denn in diesem Fall entstehen im Detektor selber wenige Compton-Quanten, während der Beitrag aus dem abschwächenden Material groß ist.

Fazit: Die vom Szintillationsdetektor gemessene Zählrate Z und die für die GRAPE-Dichtemessung in Gl. (2.3) eigentlich benötigte Aktivität der γ -Strahlung A dürfen nicht gleichgesetzt werden. Sie stehen natürlich in einer Beziehung zueinander, d.h., $A = A(Z)$ (Knoll, 1979). Diese Beziehung kann je nach der Einstellung des Energie-Fensters und Geometrie der Meßanordnung auch kompliziert sein und muß für jeden einzelnen Fall gefunden werden. Ein vermeintlich "gutes" Energie-Fenster ist eins, das der Formel $A = A(Z)$ eine möglichst einfache Form gibt. Das einzige von einem Energie-Fenster unbedingt zu erfüllende Kriterium ist, daß es einen ausreichend großen Bereich einschließlich des Maximums des γ -Spektrums (Photo-Peak) umfaßt. Die in der Betriebsanleitung empfohlenen Werte von 2,70 Skalen für die Schwelle (THRESHOLD) und 2,94 Skalen für die Breite (CHANNEL) des Energie-Fensters scheinen in dieser Beziehung plausibel zu sein. Sie wurden wegen der Kompatibilität zu Messungen anderer Forschungsgruppen im In- und Ausland, die mit demgleichen Sensor arbeiten, in dieser Arbeit übernommen, zumal die Experimente mit anderen Werten keine bessere Alternative für diese Parameter hervorgebracht hatten.

Gemäß (2.3) steht die Dichte der abschwächenden Materie ρ in einer logarithmischen Beziehung mit der Aktivität A der γ -Strahlung nach der Abschwächung. Also ist auch ρ eine Funktion von Z , $\rho = \rho(Z)$. Die klassische Vorgehensweise bei Kalibrierung der GRAPE-Dichtemessung ist, ohne die Kenntnis von $A = A(Z)$ direkt nach $\rho = \rho(Z)$ bzw., weil auch μ verschieden sein kann, nach $\mu\rho = \mu\rho(Z)$ zu suchen. Die gefundene Beziehung wird dann in eine numerische, meistens lineare Berechnungsformel der Dichte für einen begrenzten Zählratenbereich, zusammengefaßt. In dieser Arbeit wird ein neues Konzept zur GRAPE-Dichtebestimmung auf dem Lösungsweg über die Beziehung $A = A(Z)$ entwickelt.

3.2.3 Einführung der Kalibrierungsgerade

Nach dem Zerfallgesetz radioaktiver Materien sinkt die Radioaktivität nach der Zeit t auf den Bruchteil $e^{-t \cdot \ln 2 / \eta}$ des Wertes bei $t = 0$ (Petzold & Krieger, 1988). A_0 sei die aktuelle Aktivität der Cs^{137} -Quelle. Langfristig nimmt A_0 zwar ab, aufgrund seiner

langen Halbwertszeit von 30,2 Jahren (≈ 11023 Tage) zerfällt Cs^{137} aber nur langsam, so daß A_0 kurz- bis mittelfristig dennoch als Quasi-Konstante angesehen werden darf. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die zeitliche Abnahme der Aktivität der Cs^{137} -Quelle:

Tab. 1 Aktivität der Cs^{137} -Quelle nach bestimmten Tagen

Tage	Aktivität
1	99,99%
5	99,97%
10	99,9%
30	99,8%
90	99,4%
180	98,9%

Wie hieraus zu entnehmen ist, darf A_0 mindestens für den Zeitraum eines Monats mit hoher Genauigkeit als konstant betrachtet werden. Innerhalb von 5 Tagen ist diese Genauigkeit praktisch 100%.

Mit $A = A(Z)$ läßt sich Gl. (2.3) als $A(Z)/A_0 = e^{-\rho\mu S}$ schreiben. Sei die neue Funktion $f(Z) := A(Z)/A_0$ definiert, dann gilt $f(Z) = e^{-\rho\mu S}$. Nun kann $f(Z)$ stellvertretend für $A(Z)$ in der Kalibrierung der Dichtemessung gefunden werden.

Für die Kalibrierung der Dichtemessung mit dem Logger wurden 20 Aluminium-Platten (Maß: $200 \times 100 \times 5,3$ mm; chem. Reinheit: 99,5%) speziell angefertigt. In der Kalibrierung wird dann wie folgt vorgegangen:

Eine bestimmte Anzahl von Aluminium-Platten wird in die γ -Strahlung gestellt und durchstrahlt. Die Zählrate nach der Abschwächung wird von dem Szintillationsdetektor registriert. Durch Variation der Anzahl der Platten in dem Stapel n ergibt sich eine Abhängigkeit der Zählrate Z_n von der Dicke des abschwächenden Aluminiums nr_0 , wobei r_0 die Einheitsstärke der Alu-Platten ist (5,3 mm). Mit der Dichte von Aluminium ρ ($2,7 \text{ g/cm}^3$) und Dicke nr_0 als Laufweg der γ -Strahlung kann dann die theoretisch zu erwartende Abschwächung berechnet werden, und zwar als $A_n/A_0 = e^{-\rho\mu(nr_0)}$. μ ist der Massenschwächungskoeffizient von Aluminium für die Photonenenergie 662 keV und wird nach der Literatur auf $0,0745 \text{ cm}^2/\text{g}$ bestimmt (Anhang A2). Gemäß der Definition von $f(Z)$ sind die hier berechneten Werte $e^{-\rho\mu(nr_0)}$ genau seine Funktionswerte bei der Zählrate $Z = Z_n$. Es ist also $f(Z_n) = e^{-\rho\mu(nr_0)}$.

Die Wertepaare $f(Z_n)$ und Z_n werden gegeneinander in Abb. 3.5 graphisch dargestellt. Dort sind mehrere Kurven von zwei verschiedenen Szintillationsdetektoren (der erste in der Zeit 1991 - 1992 und der zweite in 1993) jeweils an zwei Meßtagen aufgeführt, um die Allgemeingültigkeit der Kalibrierung zu zeigen.

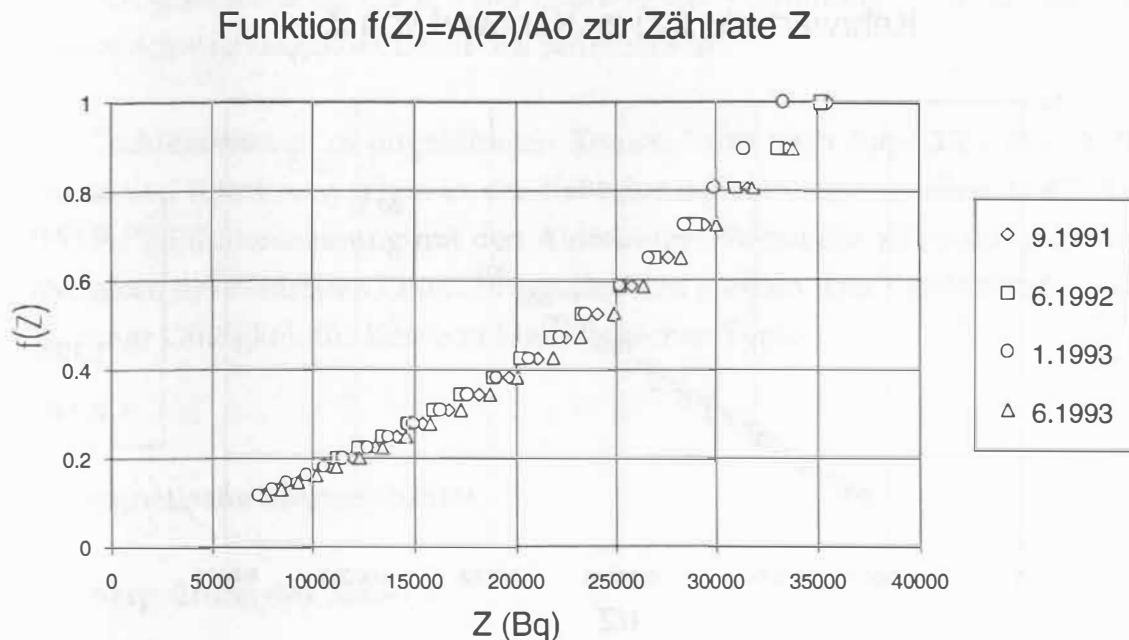


Abb. 3.5 Kalibrierungskurve $f(Z)$ gegen Z

Die Kurven in Abb. 3.6 lassen insgesamt keine Geraden erkennen und können auch nicht durch eine Exponentialfunktion angeglichen werden, weil sie für $Z = 0$ durch 0 gehen. Im unteren Zählratenbereich, wo Z sehr viel größer als 0 ist, kann $f(Z)$ trotzdem durch die Gerade $f(Z) \approx \zeta Z$, wobei ζ positive Konstante sein soll, angenähert werden. Bei genauerer Betrachtung der Kurven in Abb. 3.5 fällt auf, daß ihr Verlauf nur langsam von der Linearität abweicht und steiler wird. Durch eine kleine Variation ihrer Steigung ζ , wobei diese jetzt monoton mit Z zunehmen soll, kann also die obige Gerade den Kurven angepaßt werden. $f(Z)$ nimmt dann die Form $f(Z) = (\zeta_1 + \zeta_2 Z)Z$ an, wobei ζ_1, ζ_2 positive Konstante und $\zeta_2 Z \ll \zeta_1$ ist.

Wegen $\zeta_2 Z \ll \zeta_1$ ist $\zeta_2^2 Z^2$ gegen ζ_1^2 vernachlässigbar, und dementsprechend gilt

$$\zeta_1 + \zeta_2 Z = \frac{\zeta_1^2 - \zeta_2^2 Z^2}{\zeta_1 - \zeta_2 Z} \approx \frac{\zeta_1^2}{\zeta_1 - \zeta_2 Z}.$$

Damit läßt sich $f(Z)$ umformen zu $f(Z) = \frac{\zeta_1^2 Z}{\zeta_1 - \zeta_2 Z}$ und dessen Kehrwert zu

$$1/f(Z) = 1/\zeta_1 \cdot 1/Z - \zeta_2/\zeta_1^2. \quad (3.9)$$

Gemäß (3.9) muß eine lineare Beziehung zwischen den Kehrwerten $1/f(Z)$ und $1/Z$ vorhanden sein. Die Bestätigung dafür liefert die Darstellung in Abb. 3.6, wo die von (3.9) repräsentierte Gerade mit der Steigung $1/\zeta_1$ und dem Y-Achsenchnitt ζ_2/ζ_1^2 eindeutig erkennbar ist.

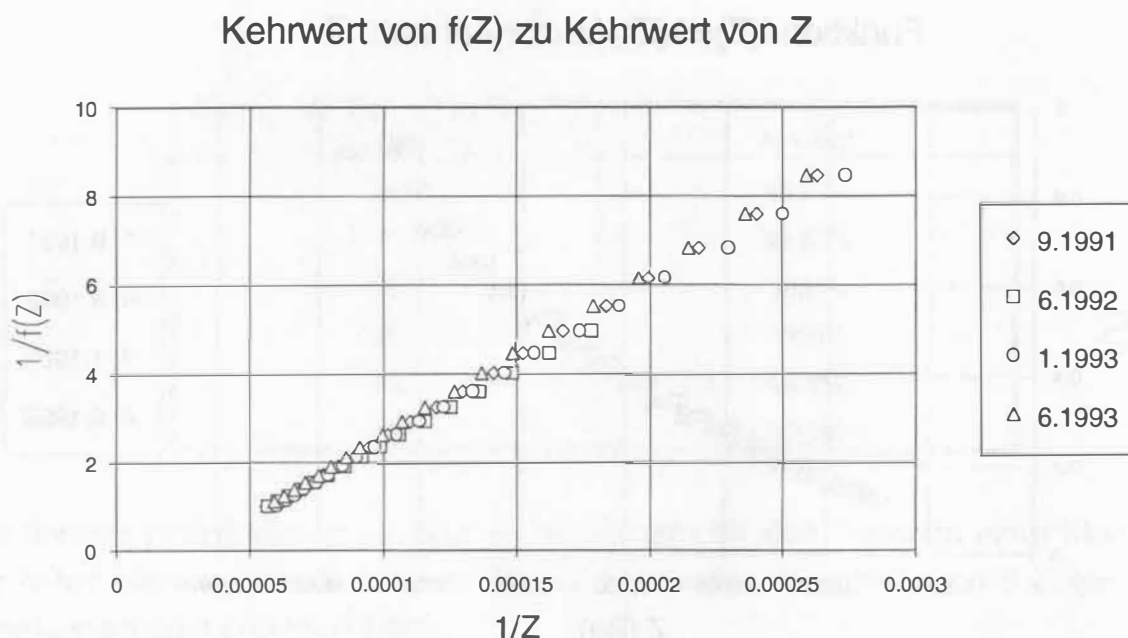


Abb. 3.6 Kalibrierungsgerade $1/f(Z)$ gegen $1/Z$

Einfachheitshalber seien die Konstanten $a := 1/\zeta_1$ und $b := \zeta_2/\zeta_1^2$ definiert, mit denen (3.9) geschrieben werden kann als

$$1/f(Z) = a/Z + b. \quad (3.10)$$

Die lineare Regression ergibt für die Geraden einen Korrelationskoeffizienten von fast 1. Die Konstanten a und b sind nur mit geringem Fehler in der Größenordnung von 0,5% behaftet. Langfristig sind die beiden Parameter der Kalibrierung a und b nicht konstant. Nicht zuletzt deswegen, weil $f(Z)$ die aktuelle Aktivität der γ -Quelle A_0 enthält. Nach Tab. 1 dürfen sie innerhalb einer gewissen Frist (z.B. 1 Monat) mit der zugehörigen Genauigkeit jedoch als Quasi-Konstanten betrachtet werden. Ihre regelmäßige Überprüfung und evtl. Erneuerung sind aber trotzdem zu empfehlen.

Wegen $1/f(Z) = A_0/A(Z)$ und mit (2.3) folgt aus (3.10)

$$a/Z + b = 1/e^{-\rho\mu S} \quad (3.11)$$

oder, um die Dichte ρ zu berechnen,

$$\rho = \frac{\ln(a / Z + b)}{\mu S}, \quad (3.12)$$

wobei Z die gemessene Zählrate, S der Laufweg der γ -Strahlung im Sediment und μ der Massenschwächungskoeffizient des Sediments ist.

Für die Dichtemessung an ungeöffneten Kernen kann nach Kap. 3.2.1 der Einfluß der Wand von Kernlinern schon in der Kalibrierung eliminiert werden. Dafür kann z.B. bei der Zählratenmessung mit den Aluminium-Platten die γ -Strahlung mit zwei Wandstücken des benutzten Liners vorgeschwächt werden. Die Kalibrierungsgerade hat dann nur Gültigkeit für Kerne in Linern gleichen Typs.

3.3 Magnetische Suszeptibilität

3.3.1 Überprüfung des Sensors

Der Sensor der magnetischen Suszeptibilität bezieht die Messung auf einen Hintergrund, der als Nullpunkt der Meßwerte gesetzt wird. Die nachfolgenden Messungen beziehen sich dann auf diesen Nullpunkt, bis erneut eine Nullsetzung erfolgt. Vom Zulieferer dieses Sensors ist ein kleiner Eichring (ϕ 20 mm; Dicke: 10 mm) aus Ferritmaterial mit einer konstanten magnetischen Suszeptibilität zur Überprüfung des Sensors mitgeliefert. Hierzu wird nach der Nullsetzung der Eichring exakt in die Mitte der Meßspule gebracht. Der Sensor soll bei der anschließenden Messung eine magnetische Suszeptibilität von 270×10^{-6} cgs ermitteln, d.h., im cgs-System bei der 1 sec-Meßzeit (siehe unten, Kap. 3.3.2) soll an der Anzeige des Sensors die Zahl 270 erscheinen. Eine kleine Abweichung ist tolerierbar, weil sie i.d.R. an der ungenauen Positionierung des Eichrings und der Ungenauigkeit des Sensors liegt.

Insgesamt kann (und muß) an diesem Sensor wegen seiner Kompaktheit keine Kalibrierung durchgeführt werden. Es ist nur dafür zu sorgen, daß keine mögliche Quelle magnetischer Störung in seiner Nähe existiert und während der Messung keine starke Temperaturschwankung im Labor vorkommt. Gegenstände mit großer magnetischer Suszeptibilität (z.B. Metall, Gestein, Elektrogeräte) sollen während der Messung auch nicht zu ihm oder von ihm weg bewegt werden, um eine Verstellung des Nullpunktes zu vermeiden.

3.3.2 Nullpunktdrift und Hintergrundrauschen

Der Sensor der magnetischen Suszeptibilität kann in zwei Modi der Meßzeiten (Schalter an der Elektronik: 1 Hz/0,1 Hz) betrieben werden. Bei der Schalterstellung 1 Hz beträgt die Meßzeit 1 sec pro Messung und die Auflösung der Anzeige 1 Skala. Bei 0,1 Hz ist die Meßzeit 10 sec, und die Auflösung erhöht sich auf 0,1 Skalen. Noch wichtiger ist die Tatsache, daß durch Integration während der längeren Meßzeit von 10 sec das Rauschen unterdrückt wird.

Auf der Forschungsfahrt Meteor 17/2 wurde die magnetische Suszeptibilität des freien Hintergrundes an Bord des Schiffs in beiden Modi der Meßzeiten aufgenommen (Abb. 3.7).

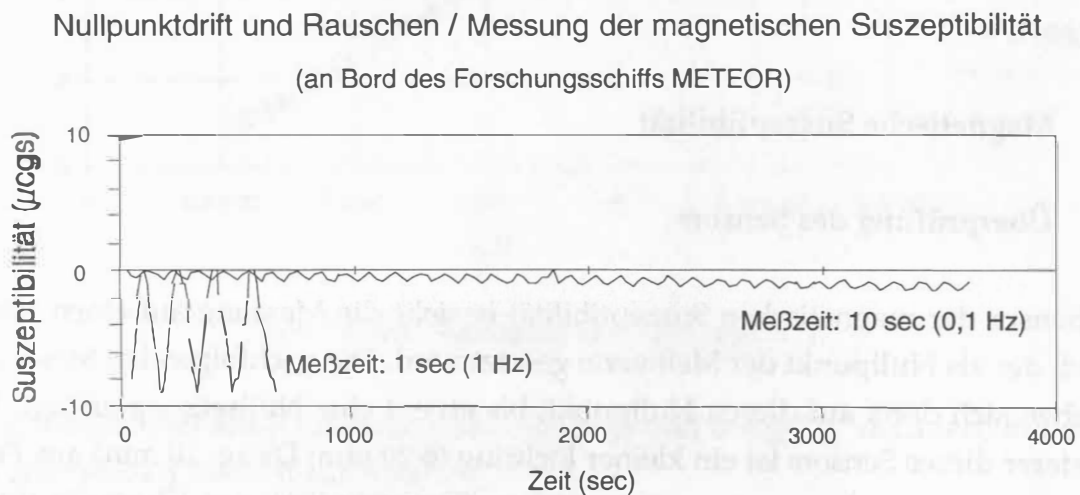


Abb. 3.7 Nullpunktdrift und Hintergrundrauschen der magnetischen Suszeptibilitätsmessung

In Abb. 3.7 ist zu sehen, daß die Messung mit der Zeit zum Negativen hin driftet. Diese Drift, bedingt durch Verschiebung der Charakteristik der Meßelektronik des Sensors mit Fortschreiten der Messung, ist auch in der Betriebsanleitung des Zulieferers erwähnt, wenngleich der dort angegebene Wert von 1×10^{-6} cgs pro Stunde der günstigste Fall zu sein scheint. In der Praxis wurden schon Werte um 2×10^{-6} cgs nach 20 min beobachtet.

Bei einer Langzeitmeßreihe könnte diese Drift schon ins Gewicht fallen und soll besonders dann bei der Auswertung der Meßwerte berücksichtigt werden, wenn die wahre magnetische Suszeptibilität sehr niedrig ist. Für diese Korrektur wird ein linearer Trend der Drift mit der Zeit während der Messung, also auch mit der Kernlänge angenommen. Wenn sich der Sedimentkern von der Meßspule entfernt

hat, stammen die Meßwerte praktisch nur noch vom freien Hintergrund. Ihr Mittelwert (der Hintergrund schwankt ja noch um einen Mittelwert, Abb. 3.7) kann als die Nullpunktdrift zum Ende der Meßreihe betrachtet werden. Diese Drift wird nach der linearen Beziehung auf die Meßpunkte der Längsachse des Kerns umgerechnet und vom jeweiligen Wert der magnetischen Suszeptibilität abgezogen.

3.3.3 Umrechnung der magnetischen Suszeptibilität

Der magnetische Suszeptibilitätssensor mißt die volumenbezogene magnetische Suszeptibilität, d.h., er bezieht die Messung auf ein bestimmtes Volumen, das sich in der Meßspule befindet. Bei zylindrischen Kernen soll dieses Einheitsvolumen einem festen Kerndurchmesser (0,65-facher Spulendurchmesser, siehe unten) entsprechen. Kerne mit einem tatsächlich größeren Durchmesser bringen ein größeres Volumen von Kernmaterial in die Spule, was eine stärkere Wechselwirkung mit dem Feld der Spule zur Folge hat. Daß diese Wechselwirkung trotzdem auf das Einheitsvolumen bezogen wird, führt dazu, daß die ermittelte magnetische Suszeptibilität zu hoch gegenüber dem wahren Wert ist. Umgekehrt ist es bei einem tatsächlich kleineren Kerndurchmesser, wo die gemessene magnetische Suszeptibilität zu niedrig ist.

Für eine Korrektur ist in der Betriebsanleitung des Sensors eine Kalibrierungskurve enthalten, in der der relative Wert der gemessenen magnetischen Suszeptibilität gegen das Kern-/Spulendurchmesserverhältnis bei einem langen Kern (Kernlänge größer als der zweifache Spulendurchmesser) dargestellt wird (Abb. 3.8).

Bei der Meßspule dieses Loggers (ϕ 168 mm) und den Standardkernen (Innendurchmesser 120 mm) im SFB 313 beträgt das Kern-/Spulendurchmesserverhältnis 0,714. Damit ergibt sich ein relativer Wert von 1,3 nach der Kalibrierungskurve in Abb. 3.8. Bei Bedarf kann die gemessene magnetische Suszeptibilität durch Division mit diesem Faktor in die absoluten Werte umgerechnet werden. Die Meßwerte der magnetischen Suszeptibilität der Standardkerne im SFB 313 wurden aber nicht umgerechnet. Sie sind also noch auf das Kern-/Spulendurchmesserverhältnis von 0,714 bezogen, denn für die Fragestellung im SFB 313 ist die absolute magnetische Suszeptibilität weniger interessant als vielmehr ihre relative Schwankung entlang dem Kern. Manchmal allerdings werden Kerne aus technischen Gründen durch sogenannte Pilot-Kerne, die einen wesentlich kleineren Durchmesser als das Standard (120 mm) haben, in den ersten ein bis zwei Metern ergänzt. Für diese Pilot-Kerne ist diese Umrechnung unumgänglich.

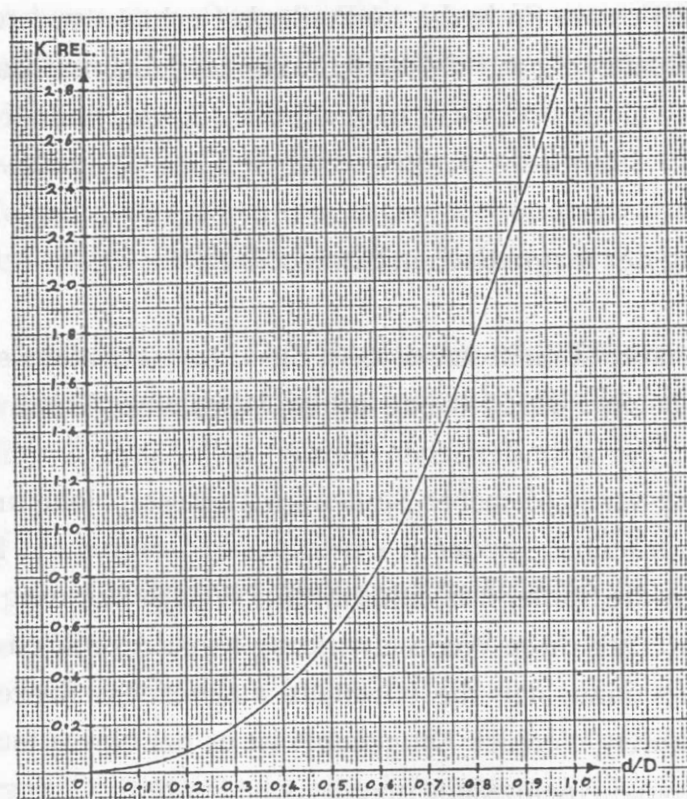


Abb. 3.8 Relativer Wert der magnetischen Suszeptibilität K_{REL} gegen d/D
mit d : Kerndurchmesser; D : Spulendurchmesser
(Auszug aus der Betriebsanleitung des Sensors)

Die für den magnetischen Suszeptibilitätssensor in seiner Betriebsanleitung angegebene Auflösung von 2 cm gilt nur für Messungen an einzelnen Proben, nicht jedoch an langen Kernen. Der Grund hierfür liegt in einer Eigenschaft der elektromagnetischen Spule:

Das magnetische Feld einer elektromagnetischen Spule ist räumlich nicht scharf abgegrenzt (Hoffmann, 1974). Somit beschränkt sich die Wechselwirkung der Meßspule mit dem Sediment nicht nur auf das scheibenförmige Volumen in der Spule, sondern erstreckt sich auch auf benachbarte Bereiche des Kerns. Kernmaterial außerhalb der Spule trägt demnach auch zur magnetischen Suszeptibilität bei. Da die Feldstärke mit der Entfernung von der Spule abnimmt, nimmt dieser Beitrag mit zunehmender Entfernung ebenfalls ab.

Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts ist eine zweite Kalibrierungskurve in der Betriebsanleitung des magnetischen Suszeptibilitätssensors enthalten. In Abb. 3.9 wird der relative Beitrag der magnetischen Suszeptibilität eines dünnen, scheibenförmigen Kernbereichs (Durchmesser und Dicke: 0,85-facher bzw. 0,25-facher Spulendurchmesser) gegen seine Entfernung zur Spule als Vielfaches des Spulendurchmessers dargestellt.

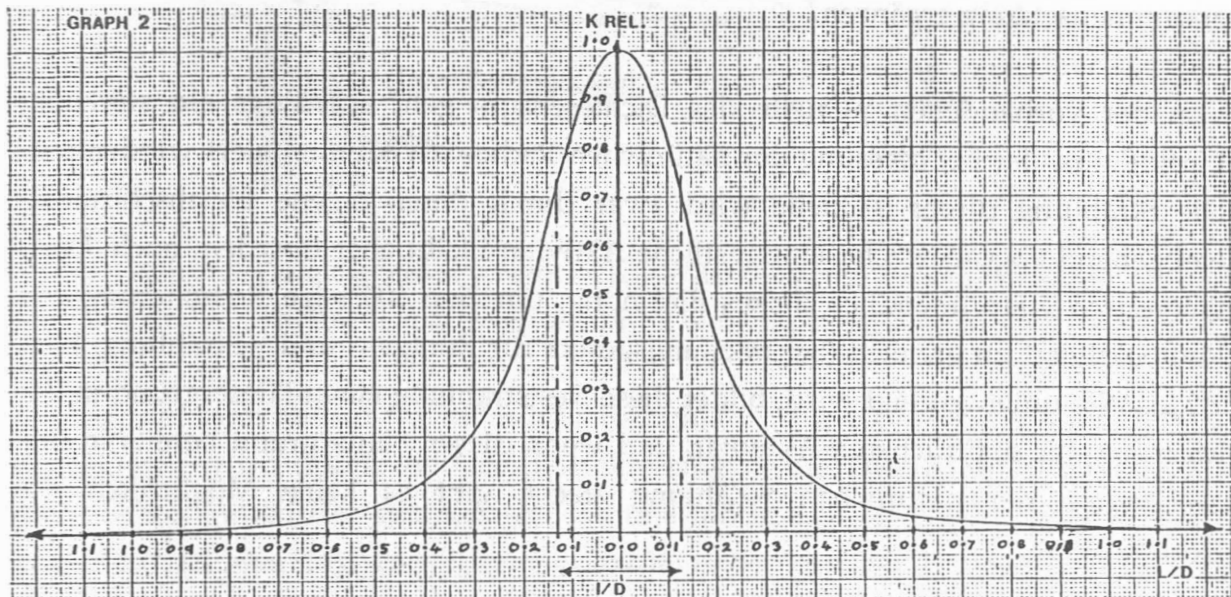


Abb. 3.9 Relativer Beitrag der magnetischen Suszeptibilität K_{REL} eines scheibenförmigen Kernbereichs gegen L/D
mit L : Entfernung zur Spule; D : Spulendurchmesser; I : Scheibendicke
(Auszug aus der Betriebsanleitung des Sensors)

An dieser Kurve ist zu erkennen, daß jeder gemessene Wert der magnetischen Suszeptibilität Beiträge aus benachbarten Bereichen mit einer entsprechenden Gewichtung enthält. Die Messung der magnetischen Suszeptibilität an langen Kernen erfährt somit eine Auflösung, die schlechter als die eigentliche Auflösung des Sensors (2 cm) ist.

In diesem Zusammenhang wird die magnetische Suszeptibilitätsmessung an langen Kernen als Ganzkernmessung ("whole-core") bezeichnet, um sie von der Einzelprobenmessung ("single-sample") zu unterscheiden. Beim letzteren Meßverfahren wird an aus dem Kern entnommene Proben gemessen, wofür die Zersetzung des Kerns erforderlich ist.

3.4 Tonmineralzusammensetzung

3.4.1 Einfluß der γ -Quelle des Dichtesensors

Der Meßsensor der natürlichen Radioaktivität kam mit einjähriger Verspätung zu dem bereits fertiggestellten Logger hinzu und soll die Messung von physikalischen Eigenschaften des Sediments um eine Größe zur Abschätzung der Tonmineralzusammensetzung ergänzen.

Von der vorhandenen γ -Quelle des Dichtesensors geht allerdings ein störender Einfluß aus, der bei Messung der natürlichen Radioaktivität eliminiert werden soll. Die Strahlung dieser γ -Quelle wird zwar durch deren eigene Bleiabschirmung weitgehend abgeschwächt, eine restliche Aktivität bleibt aber trotzdem noch. Denn theoretisch wäre unendlich dickes Blei nötig, um eine 100%-ige Reduzierung von Radioaktivität zu erzielen (Schwächungsgesetz für Röntgen- und γ -Strahlung, Kap. 2.2.2). Wie unten gezeigt wird, bildet diese Reststrahlung einen Hintergrund in der Messung der natürlichen γ -Aktivität, und wenn dieser Hintergrund bereits in den Meßwerten der natürlichen γ -Zählung steckt, gibt es keine Möglichkeit der Korrektur.

Die restliche Aktivität der γ -Quelle im verschlossenen Zustand wurde mit dem Detektor des Dichtesensors an der Oberfläche der Bleiabschirmung gemessen. Die höchste Zählrate liegt in der Größenordnung von 500 Bq. Zum Vergleich dient die Zählrate im ungeschwächten γ -Strahl, die durch die Werte der γ -Zählung bei Luft aus der GRAPE-Dichtemessung repräsentiert werden kann, da die Abschwächung durch die Luft bei der Photonenenergie von 662 keV vernachlässigbar klein ist (Anhang A2). Diese Zählrate liegt bei 34 000 Bq.

Die Reststrahlung, die von der γ -Quelle sternförmig und geradewegs wegstrahlt, erfährt Compton-Streuung durch die Materie auf ihrem Laufweg. Die Theorie in Kap. 3.2.2 über den Compton-Effekt gilt auch hier. Seien E_0 , E die Energie eines Compton-Quants und θ der Winkel zwischen seiner Flugrichtung vor und nach dem Stoß, gilt dann auch hier Gl. (3.8)

$$E = \frac{m_e c^2 E_0}{m_e c^2 + E_0 (1 - \cos \theta)} \quad (3.8)$$

mit $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$.

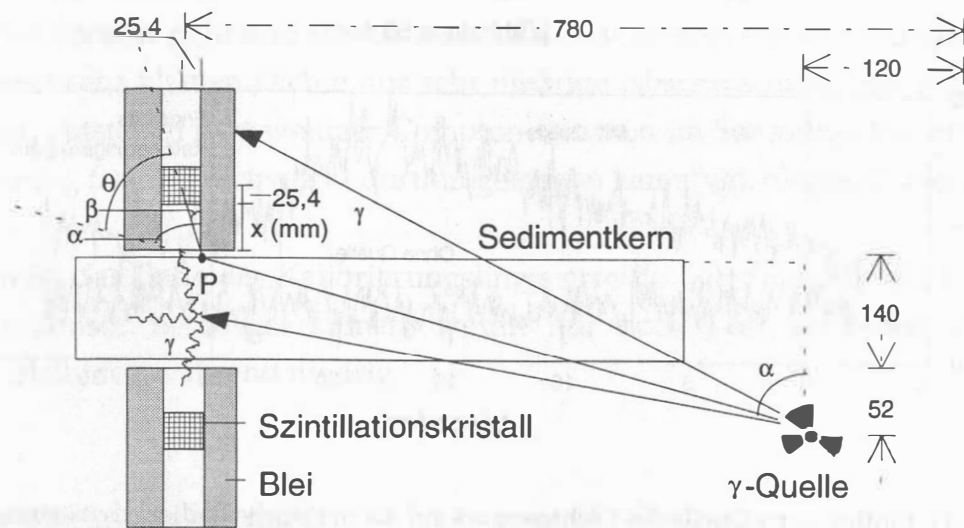


Abb. 3.10 Compton-Streuung nah dem Sensor der Tonmineralzusammensetzung
(Punkt P und die Maße werden im laufenden Text erläutert)

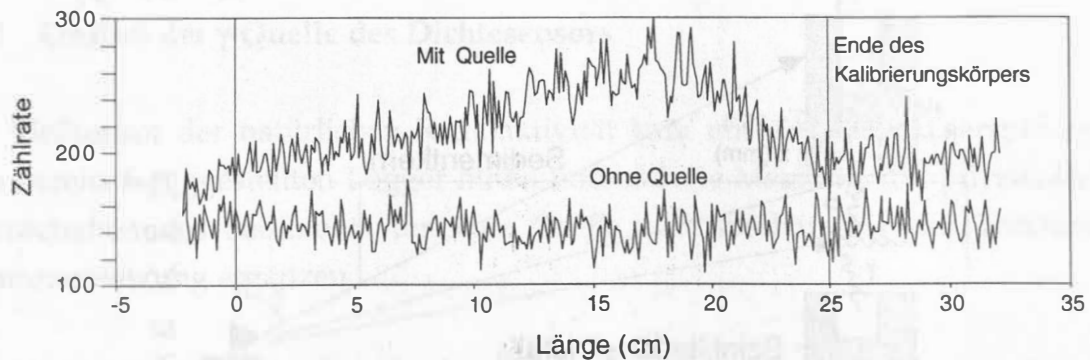
Ein Teil der vom Sensor für natürliche Radioaktivität gezählten Reststrahlung aus der γ -Quelle wird durch die Compton-Streuung in die Detektoren gelenkt (Abb. 3.10). Dieser Anteil der gemessenen Zählrate macht den störenden Einfluß der γ -Quelle auf die Messung natürlicher γ -Aktivität unberechenbar. Denn er ist abhängig von den folgenden Fragen:

1. Welches Material befindet sich zwischen den Detektoren des Sensors? Je größer das Abschwächungsvermögen des Materials ist, um so stärker findet darin der Compton-Effekt statt und um so mehr Compton-Quanten entstehen auch in dem von den Detektoren erfaßten Bereich. Die gemessene Zählrate ist entsprechend höher.
2. Welche Abschwächung hat die Reststrahlung auf dem Weg von der Quelle zu dem Sensor erlitten? Je höher diese Abschwächung gewesen ist, desto weniger γ -Quanten gelangen in die Nähe der Detektoren, um dort Compton-Quanten zu erzeugen. Die gemessene Zählrate liegt entsprechend niedriger.

Dieser Sachverhalt soll durch eine Messung aus der Praxis verdeutlicht werden. Dazu wurde speziell ein Kalibrierungsstandard aus einem Liner für die Standardkerne im SFB 313 angefertigt. Er ist 25 cm lang und gleichmäßig mit Quarzsand gefüllt. Von diesem Kalibrierungsliner wurde die natürliche γ -Aktivität zunächst in der Anwesenheit der γ -Quelle gemessen. Zum Vergleich wurde nach Abbau und Wegstellen der Quelle nochmal gemessen (Abb. 3.11).

Hintergrund / Messung der natürlichen Radioaktivität

(Zählrate in 50 sec)

Abb. 3.11 Einfluß der γ -Quelle des Dichtesensors auf die natürliche Radioaktivitätsmessung

Die Szintillationsdetektoren waren dabei je um ca. 10 mm in der Bleiabschirmung eingeschoben. Dadurch kann die Reststrahlung aus der γ -Quelle nicht mehr auf dem direkten Weg in die Detektoren gelangen. Die Detektoren waren im Integrationsmodus (Schalter >E an der Elektronik, siehe Kap. 3.2.2) betrieben. Die Schwelle des Energie-Fensters und die Hochspannung für den Photovervielfacher waren nach der Empfehlung in der Betriebsanleitung auf 0,5 Skalen bzw. 900 V gesetzt. Mit dieser Spannung liegt die Photonenenergie-Impulshöhe-Eichung bei 355 keV/Skala, was durch Aufnahme des Spektrums von der Cs^{137} -Quelle überprüft werden kann.

Wie erwartet, liefert die Messung ohne die γ -Quelle einen um ein konstantes Niveau schwankenden Hintergrund (Abb. 3.11, untere Kurve). Deshalb konzentriert sich die folgende Diskussion auf die Messung mit der γ -Quelle.

Am Anfang der Messung ist die Zählrate noch klein. Da liegt der Kalibrierungsliner mit der vollen Länge zwischen der γ -Quelle und dem natürlichen Radioaktivitätssensor und schirmt die Reststrahlung ab, so daß wenig Reststrahlung in die Nähe des Sensors gelingt (vgl. obigen Punkt 2).

Mit dem Fortgang der Messung kommt der Kalibrierungsliner immer weiter nach vorn und geht aus dem Zwischenraum Quelle-Sensor heraus, so daß der soeben beschriebene "Abschirmungseffekt" immer kleiner wird. Bei ca. 16 cm erreicht die Zählrate den höchsten Stand. An diesem Punkt ist der Kalibrierungsliner schon so weit vorgegangen, daß die Reststrahlung ohne vorherige Abschwächung direkt in die Nähe des natürlichen Radioaktivitätssensors gelangen kann. Gleichzeitig liegt der Kalibrierungsliner noch mit genügender Länge im Sensor, um dort zahlreiche Compton-Quanten zu erzeugen (vgl. Geometrie der Meßanordnung, Abb. 3.10).

Danach fällt die Zählrate wieder ab, weil der Kalibrierungsliner langsam aus dem Bereich des Sensors geht und sich immer mehr Luft in dem Sensor befindet. Da Luft wegen ihrer sehr kleinen Dichte nur sehr niedrige Abschwächung von γ -Strahlung hervorruft, entstehen jetzt weniger Compton-Quanten im Sensorbereich, obwohl die Reststrahlung fast ungeschwächt dorthin gelangen kann (vgl. obigen Punkt 1).

Bei 25 cm ist das Ende des Kalibrierungsliners erreicht. Ab diesem Punkt ist er ganz aus dem Sensor herausgekommen, womit nur noch Luft gemessen wird. Die Zählrate bleibt fortwährend niedrig.

3.4.2 Entstörungsmaßnahmen

Offensichtlich müssen wirksamere Entstörungsmaßnahmen ergriffen werden, um die Störung von der γ -Quelle zu eliminieren. Hierzu gehören eine geeignete Schwelle des Energie-Fensters und ein passender Einschub der Detektoren in ihrer Bleiabschirmung.

Auch ohne aufwendige Beweisführung nach der Geometrie ist in Abb. 3.12 zu erkennen, daß ab einem bestimmten Einschub der Detektoren in ihrem Gehäuse die Compton-Quanten nur noch in die Detektoren gelenkt werden können. Unter diesen gelenkten Compton-Quanten stammen diejenigen mit der kleinsten Änderung der Flugrichtung von dem Punkt P und gelangen in den hinteren Detektor. Nach Gl. (3.8) besitzen diese die höchste Energie unter den detektierten Compton-Quanten. Oberhalb dieser Energie beginnt für den Sensor praktisch der hochenergetische Anteil der Reststrahlung, der von der Bleiabschirmung fast ganz abgeschwächt wird.

Sei x der Einschub der Detektoren in ihrer Bleiabschirmung in mm, so gilt mit den bekannten Maßen in Abb. 3.10 nach der Trigonometrie

$$\alpha = \arctg \frac{780 - 120 - 25,4}{140 + 52} \approx 73^\circ \quad \text{und} \quad \beta = \arctg \frac{25,4}{x + 25,4}.$$

β fällt monoton mit x ab. Das Maximum von β liegt bei $x = 0$ und beträgt 45° , so daß $\beta < \alpha$ immer gewährleistet ist. Dann gilt wegen $\theta = \alpha - \beta$ und mit (3.8) für die höchste Energie der detektierten Compton-Quanten, die nur vom Punkt P kommen

$$E = \frac{m_e c^2 E_0}{m_e c^2 + E_0 \left[1 - \cos \left(73^\circ - \arctg \frac{25,4}{x + 25,4} \right) \right]} \quad (3.13)$$

mit $m_e c^2 = 511$ keV. Für E_0 ist hier die Photonenenergie von 662 keV einzusetzen.

Die folgende Tabelle enthält die gemäß (3.13) numerisch berechneten Wertepaare x und E .

Tab. 2 Höchst detektierbare Energie E zum Einschub der Detektoren x

x (mm)	E (keV)
0	575
5	547
10	523
15	503
20	487
25	473
30	461
35	452

Diese Tabelle dient als Richtlinie für die Schwelle des Energie-Fensters, das über der höchsten Energie liegen muß, die noch von der gestreuten niederenergetischen Reststrahlung stammt. Bei dem Einschub $x = 20$ mm ist dieser Wert z.B. $E = 487$ keV. Diese Beziehung stellt die theoretische Basis für die Versuche, eine günstige Konfiguration für den Sensor der natürlichen Radioaktivität empirisch zu finden. Das zeigt auch das folgende Experiment.

Das Spektrum der Reststrahlung von der γ -Quelle soll mit den Detektoren des natürlichen Radioaktivitätssensors aufgenommen werden, wenn

- sich der mit Quarzsand gefüllte Kalibrierungsliner mit seinem Anfang im Sensor befindet (Längenbereich 0 - 10 cm in Abb. 3.11);
- der Kalibrierungsliner so weit vorn im Sensor liegt, daß die Reststrahlung praktisch ohne vorherige Abschwächung in die Nähe des Sensors gelangt (Bereich um das Maximum in Abb. 3.11);
- sich nur Luft im Sensor befindet (Längenbereich > 25 cm in Abb. 3.11).

Das jeweilige Spektrum ist in Abb. 3.12 dargestellt. Die Hochspannung für den Photovervielfacher der Szintillationsdetektoren war dabei auf 900 V gesetzt, so daß die Photonenenergie-Impulshöhe-Eichung von 355 keV/Skala gilt. Die Szintillationsdetektoren waren je um 35 mm in ihrem Gehäuse eingeschoben.

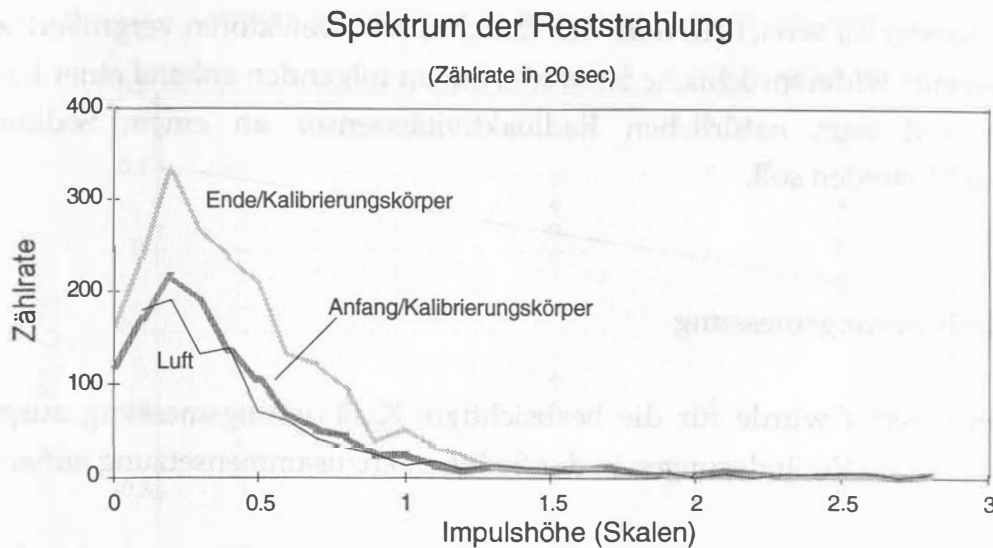


Abb. 3.12 Spektrum der Reststrahlung von der Cs^{137} -Quelle

In Abb. 3.12 ist ebenfalls erkennbar, was in Abb. 3.11 bereits dargelegt wurde. Während die Zählrate beim Anfang des Kalibrierungsliners noch bei dem Wert der Luft liegt, steigt sie im Bereich des Maximums auf fast den doppelten Wert an. Vor allem aber ist in Abb. 3.12 deutlich zu sehen, daß dieser Effekt erst ab einer Impulshöhe von ca. 1,28 Skalen (≈ 454 keV) verschwindet. Diese Beobachtung deckt sich mit dem nach der Theorie vorausgesagten Wert von 452 keV, der die höchste noch von der gestreuten niederenergetischen Reststrahlung stammende Energie bei einem Einschub der Detektoren von 35 mm repräsentiert.

Theoretisch kann anhand von Tab. 2 ein geeignetes Energie-Fenster entsprechend dem vorgegebenen Einschub der Detektoren in der Bleiabschirmung gesetzt werden, um den niederenergetischen Anteil der Reststrahlung von der Cs^{137} -Quelle, der sonst eine unberechenbare Störung für die Messung der natürlichen γ -Aktivität darstellt, von der Zählung auszuschließen. Praktisch bringt es aber wiederum zahlreiche andere Probleme mit sich.

Da die radioaktive Strahlung aus dem Sediment diffus und das Abschwächungsvermögen der Luft für niederenergetische γ -Strahlung schon beachtlich hoch ist, sollen durch ein möglichst enges Anlegen der Detektoren an die Oberfläche des

Sedimentkerns merkbare Zählraten erfaßt werden. Das erfordert aber eine hohe Schwelle für das Energie-Fenster. Eine hohe Schwelle eliminiert aber nicht nur den störenden Einfluß der Cs^{137} -Quelle, sondern auch die Beiträge solcher radioaktiven Stoffe im Sediment, die in niederenergetischen Bereichen strahlen, was wiederum eine Verkleinerung der Zählrate bedeutet. Um eine niedrigere Schwelle für das Energie-Fenster zu erreichen, muß der Einschub der Detektoren vergrößert werden. Es ist also eine widersprüchliche Situation, die im folgenden anhand einer konkreten Messung mit dem natürlichen Radioaktivitätssensor an einem Sedimentkern klargemacht werden soll.

3.4.3 Kalibrierungsmessung

Der Kern 23487-4 wurde für die beabsichtigte Kalibrierungsmessung ausgewählt, weil er markante Veränderungen in der Sedimentenzusammensetzung aufweist.

Die natürliche γ -Aktivität des Kerns wurde zuerst in einer normalen Logging-Messung neben den drei anderen Sedimenteigenschaften - also in Anwesenheit der Cs^{137} -Quelle - gemessen. Anhand von Tab. 2 wurden die erforderlichen Entstörungsmaßnahmen getroffen, wobei die Schwelle des Energie-Fensters passend zum Einschub der Detektoren von ca. 20 mm auf 1,5 Skalen ($\approx 497 \text{ keV}$) gesetzt wurde. Die Zählzeit pro Meßpunkt betrug 20 sec. Die Hochspannung am Photovervielfacher der Szintillationsdetektoren des Tonmineraliensensors lag wie üblich bei 900 V. Dann wurde die Cs^{137} -Quelle abgebaut und vom Logger weit entfernt. Ohne die γ -Quelle wurde dann die natürliche γ -Aktivität zum Vergleichszweck nochmal gemessen, wobei die Schwelle des Energie-Fensters mit 0,05 Skalen bei fast null lag und die Detektoren dicht am Sedimentkern positioniert waren. Die Zählzeit pro Meßpunkt betrug 10 sec.

Da in den natürlichen γ -Aktivitätswerten beider Meßreihen der Hintergrund enthalten ist, wurde dieser in beiden Fällen noch zusätzlich gemessen, und zwar nacheinander mit Quarz, Wasser und Luft im Sensor der natürlichen Radioaktivität. Nach dem Prinzip der GRAPE-Messung (Kap. 3.2) ist auch die aus dem Hintergrund in die Detektoren des natürlichen Radioaktivitätssensors gelangende γ -Aktivität abhängig von der Dichte der Materie, die sich im Sensor befindet. In Abb. 3.13 ist der gemessene Hintergrund, normiert nach dem mittleren Meßwert bei Quarz, logarithmisch gegen die Dichte der Materie dargestellt. Es wurde bei einer Materie im Sensor jeweils viermal gemessen. Die Normierung ist nur notwendig, um die

Zählraten beider Meßreihen, die in ihrer Höhe viel zu unterschiedlich sind (Zählrate mit der Quelle ist nur ca. 1/20 von der Zählrate ohne die Quelle), nebeneinander in einem Diagramm geeignet darzustellen.

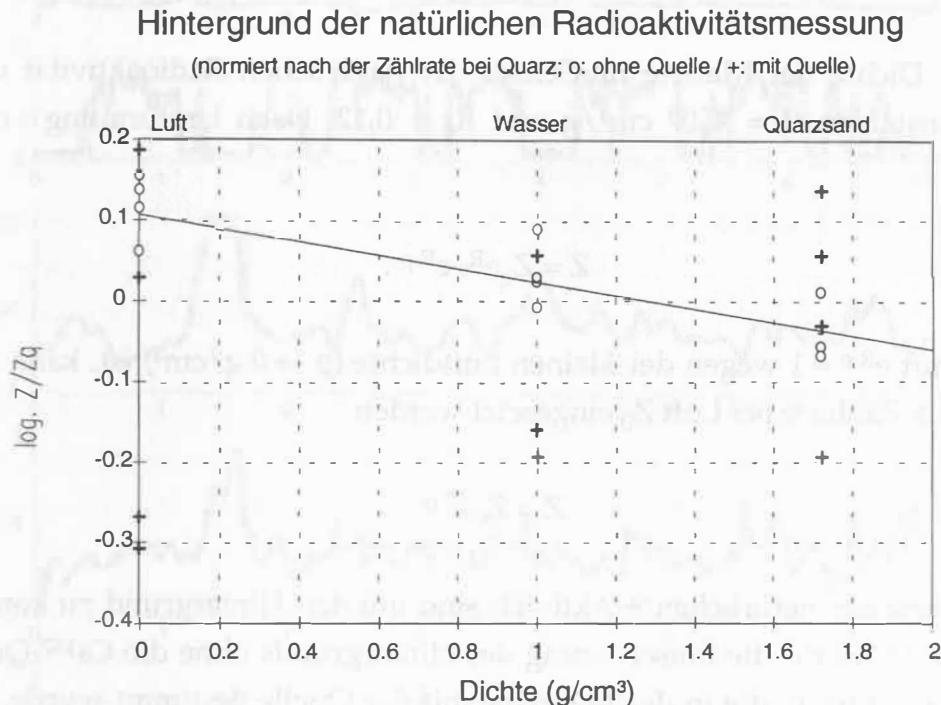


Abb. 3.13 Hintergrund der natürlichen Radioaktivität mit und ohne Quelle

Der Hintergrund ohne die γ -Quelle zeigt eine exponentielle Tendenz mit der Dichte, die sich in einer logarithmischen Darstellung (Kreise in Abb. 3.13) als eine Gerade darstellt. Der Hintergrund mit der Quelle (Kreuze) schwankt zu stark, was mit der kleinen Zählrate wegen der Entstörungsmaßnahmen (höhere Energie-Fenster-Schwelle und größerer Einschub der Detektoren) verbunden ist, so daß hierfür keine bestimmte Tendenz festzustellen ist. Aber die Erkenntnisse aus dem letzten Kapitel unterstützen die Schlußfolgerung, daß der Hintergrund im zweiten Fall unabhängig von ρ ist, weil im Spektrum der Reststrahlung in Abb. 3.12 eindeutig zu erkennen ist, daß ab einer zum Einschub der Detektoren passenden Energie-Fenster-Schwelle (hier 497 keV zu 20 cm, vgl. Anfang dieses Kapitels) die Zählrate nur noch auf einem gleich niedrigen Niveau bleibt.

Also gilt bei der natürlichen γ -Aktivitätsmessung mit der Quelle und den erforderlichen Entstörungsmaßnahmen die Zählrate bei Luft als Hintergrund, während für die Messung ohne die Quelle und mit den entsprechend anderen Einstellungen der Meßparameter ein Hintergrund in Abhängigkeit von ρ benutzt werden muß.

Lineare Regression der Gerade in Abb. 3.13 ergibt für den nach der Zählrate bei Quarz Z_q normierten Hintergrund Z

$$\ln(Z/Z_q) = R \cdot \rho + R_0 \quad (3.14)$$

mit ρ , der Dichte der Materie im Sensor der natürlichen Radioaktivität und den beiden Konstanten $R = -0,07 \text{ cm}^3/\text{g}$ und $R_0 = 0,12$. Nach Umformung von (3.18) ergibt sich

$$Z = Z_q e^{R_0} e^{R \cdot \rho} \quad (3.15)$$

Weil bei Luft $e^{R \cdot \rho} \approx 1$ wegen der kleinen Luftdichte ($\rho \rightarrow 0 \text{ g/cm}^3$) ist, kann in (3.15) für $Z_q e^{R_0}$ die Zählrate bei Luft Z_0 eingesetzt werden

$$Z = Z_0 e^{R \cdot \rho} \quad (3.16)$$

Die Meßwerte der natürlichen γ -Aktivität sind um den Hintergrund zu korrigieren, wobei nach (3.16) für die Einschätzung des Hintergrunds ohne die Cs^{137} -Quelle die Dichte benötigt wird, die in der Meßreihe mit der Quelle bestimmt wurde. In Abb. 3.14 sind dann beide Meßreihen samt der korrigierten natürlichen γ -Aktivität zusammen dargestellt, wo die Dichte nur einmal vorliegt. Die natürliche γ -Aktivität ist bei der Messung mit der Quelle für 20 sec, bei der ohne die Quelle für nur 1 sec angegeben, um die beiden in den absoluten Werten zu verschiedenen Zählraten miteinander vergleichen zu können.

Die Messung mit der Quelle schwankt wie erwartet sehr stark aufgrund der kleinen Zählrate, zeigt aber insgesamt eine Tendenz, die sich streckenweise mit der Messung ohne die Quelle deckt. Die Stellen auf einigen Tiefen (z.B. 4 m oder 6,7 m) mit markanten Veränderungen in der magnetischen Suszeptibilität oder Dichte, die dadurch als grobkörnig gelten, werden von der natürlichen γ -Aktivität ebenfalls als sandhaltig erkannt. An einigen, besonders der markantesten Stelle des Kerns bei 1,5 m weichen die beiden natürlichen γ -Aktivitätskurven aber voneinander ab. Eine Erklärung für solche Abweichungen zwischen beiden Meßreihen ist, daß an einigen Stellen das Sediment nur wenige niederenergetisch strahlende Materialien enthält. Der Unterschied in der Zählrate zu den benachbarten Stellen, die wahrscheinlich höhere Mengen solcher Materialien enthalten, fällt in der Messung ohne die Quelle auf, nicht aber in der Messung mit der Quelle, da dort die niederenergetischen Anteile durch die Setzung einer hohen Energie-Fenster-Schwelle nicht erfaßt wurden.

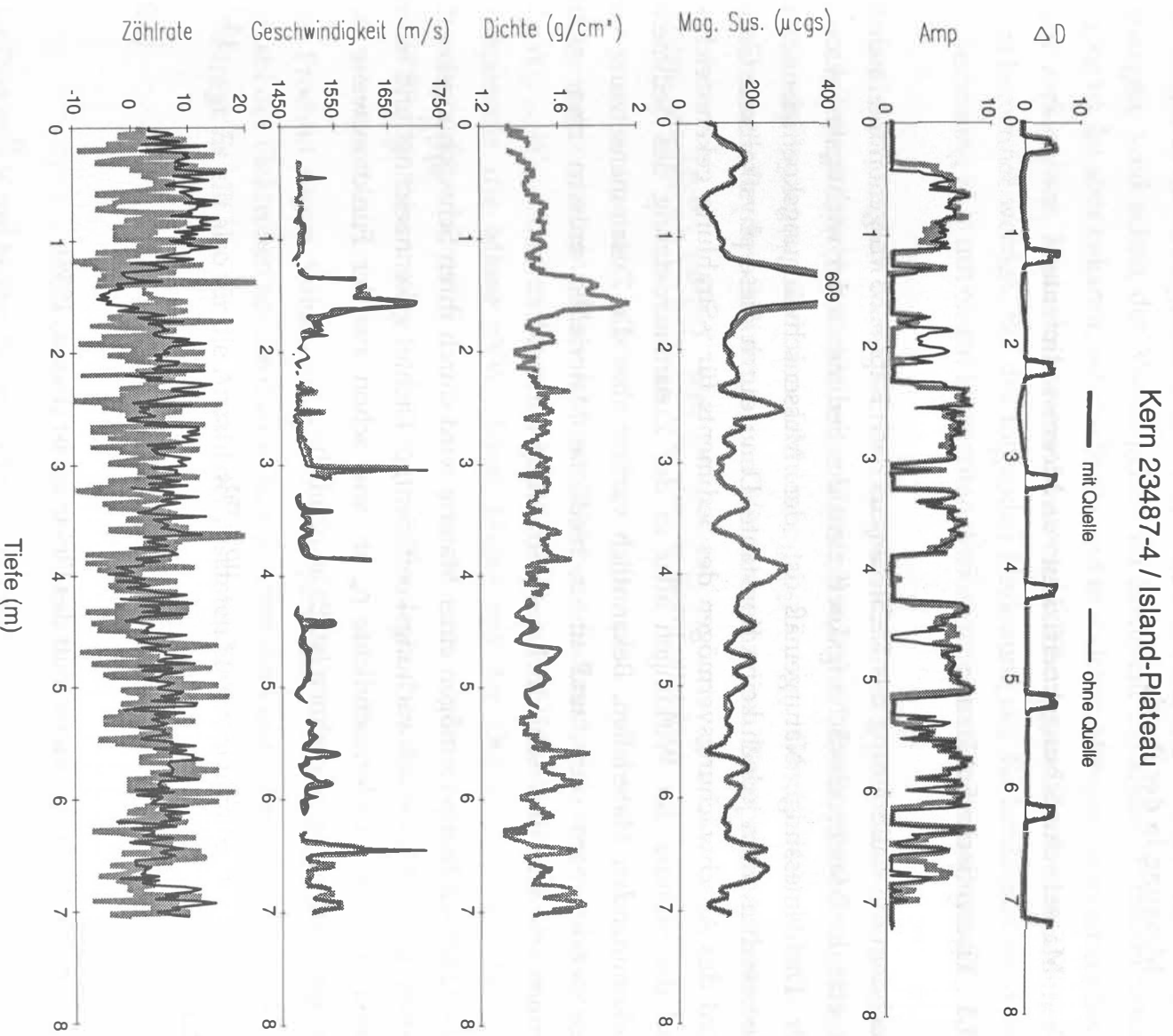


Abb. 3.16 Logging-Daten des Kerns 23487-4 mit der natürlichen Radioaktivität

Insofern ist die Aussagekraft der Messung mit der Quelle unzuverlässig. Ihre Auswertung wäre schwieriger, wenn keine extra Messung ohne die Quelle als Orientierungshilfe zur Verfügung stünde. Die Messung ohne die Cs^{137} -Quelle bleibt also die bessere Alternative zur Abschätzung der Tonmineralzusammensetzung. Die Kalibrierung des Sensors der natürlichen Radioaktivität in Beziehung zur Tonmineralzusammensetzung befindet sich somit noch in der Phase der Experimentierung. Dementsprechend liegen auch keine weiteren Ergebnisse der Tonmineralzusammensetzung außer für den Kern 23487-4 vor.

4 Messung in der Praxis

4.1 Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten

4.1.1 Theoretische Schätzung

Nachdem die Kalibrierung des Dichtesensors nach Kap. 3.2.3 vorgenommen wurde, ist jetzt der Massenschwächungskoeffizient des Sediments der wichtigste Faktor in der Dichtemessung. Naturgemäß ist der Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten jedoch keine Konstante. Denn durch diese physikalische Größe wird das Abschwächungsvermögen des Sediments für γ -Strahlung gekennzeichnet und die Summe der Wirkungen aller in der Zusammensetzung des Sediments vorkommenden Materialien. Bekanntlich variiert aber die Zusammensetzung von Meeressedimenten stark, und unterschiedliche Materialien müssen zwar nicht, können aber sehr unterschiedlich auf γ -Strahlung wirken.

Das Abschwächungsvermögen einer Materie wird durch ihren Schwächungskoeffizienten $\mu\rho$ (μ : Massenschwächungskoeffizient; ρ : Dichte) gekennzeichnet und hängt direkt von ihrer Elektronendichte ρ_e ab, was schon aus der Funktionsweise der Compton-Streuung zu erahnen ist. Es ist nämlich

$$\mu\rho = \sigma\rho_e \quad (4.1)$$

oder

$$\mu = \sigma\rho_e/\rho, \quad (4.2)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt des Elektrons ist (Evans, 1955).

Bei einem Übergewicht des Compton-Effektes ist σ weitgehend eine Konstante für alle Materien, und der Massenschwächungskoeffizient ist dann proportional zu dem Verhältnis ρ_e/ρ (Elektronen-/Massendichte). Für viele typische Bestandteile von Meeressedimenten wie Kalzit, Dolomit, Quarz und manche Tone ist dieses Verhältnis 0,303 [20]. Diese besitzen gemäß (4.2) den gleichen Massenschwächungskoeffizienten (0,077 cm²/g für die Photonenenergie 662 keV). Manche metallische Elemente haben nur geringfügig andere Werte, wie Aluminium oder Eisen (0,0745 cm²/g bzw. 0,0735 cm²/g). Wasser, der wichtigste Bestandteil von Meeressedimenten, weicht jedoch stark von diesem Durchschnitt ab. Sein Massenschwächungskoeffizient liegt für 662 keV nämlich bei 0,0857 cm²/g (Anhang A2).

Der Massenschwächungskoeffizient von Meeressedimenten variiert nicht zuletzt deswegen, weil schon der Wassergehalt im Sediment ständiger Variation unterworfen ist. Ist aber bekannt, welche Stoffe und in welchen Mengen sie in einem Sediment vorkommen, kann daraus der Massenschwächungskoeffizient des Sediments exakt berechnet werden. Bei der folgenden Herleitung der Rechenformel wird von der Beziehung (4.1) mit einem konstanten Wirkungsquerschnitt σ ausgegangen.

Ein Sediment mit dem Massenschwächungskoeffizienten μ und der Dichte ρ sei zusammengesetzt aus N verschiedenen Materialien mit den Massenschwächungskoeffizienten $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_N$ und den Dichten $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$. Gemäß (4.1) können die Elektronendichte des Sediments und die der einzelnen Komponenten berechnet werden, nämlich als $\frac{\mu\rho}{\sigma}$ bzw. $\frac{\mu_i\rho_i}{\sigma}$ für die i -te Komponente.

Ferner seien die einzelnen Komponenten im Sediment zu einem Gehalt von W_1, W_2, \dots, W_N enthalten. In einem beliebigen Volumen V des Sediments hat die i -te Komponente die Masse $\rho V W_i$. Diese Masse mit der Dichte ρ_i entspricht dem Volumen $\frac{\rho V W_i}{\rho_i}$.

Das Produkt dieses Volumens mit der entsprechenden Elektronendichte gibt die Anzahl der Elektronen an, die die i -te Komponente der Gesamtheit der Elektronen in V beiträgt. Es gilt also für die Anzahl der gesamten Elektronen im Sediment

$$\frac{\mu\rho}{\sigma} V = \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i\rho_i}{\sigma} \cdot \frac{\rho V W_i}{\rho_i} = \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i\rho}{\sigma} V W_i .$$

Der Faktor $\frac{\rho}{\sigma} V$ auf beiden Seiten läßt sich eliminieren, so daß gilt:

$$\mu = \sum_{i=1}^N \mu_i W_i . \quad (4.3)$$

Wie oben erwähnt, haben viele Bestandteile des Meeressediments den Massenschwächungskoeffizienten von $0,077 \text{ cm}^2/\text{g}$. Die anderen wasserfreien Elemente im Sediment außer Wasser haben teils einen Massenschwächungskoeffizienten unter, teils aber auch über diesem Wert. Er müßte sich von einer Mittelung aller wasserfreien Elemente des Sediments herausbilden. Somit darf er als der Massenschwächungskoeffizient des wasserfreien Anteils im Sediment gelten. Ähnlich wird

auch mit der Dichte des wasserfreien Anteils im Sediment in der Meßtechnik der Sedimentforschung verfahren (Hamilton, 1971). Dort wird die Dichte von Quarz ($2,65 \text{ g/cm}^3$) als das Mittel aller Sedimentanteile außer Wasser eingesetzt, um das Volumen dieser Anteile in dem Sediment zu berechnen.

Es gilt also mit dem Wassergehalt W des Sediments und wegen (4.4)

$$\mu = \mu_W W + \mu_Q (1 - W), \quad (4.4)$$

wobei $\mu_W = 0,0857 \text{ cm}^2/\text{g}$ und $\mu_Q = 0,077 \text{ cm}^2/\text{g}$ ist. Diese Schätzungsformel für den Massenschwächungskoeffizienten von wasserhaltigen Sedimenten kommt auch in den DSDP- und ODP-Computerprogrammen zur Anwendung (Whitmarsh, 1971).

Bevor ein Kern geöffnet und durch Probennahme sedimentologisch untersucht wird, was immer nach der Logging-Messung stattfinden sollte, ist der eigentliche Wassergehalt des Sediments noch nicht bekannt. Eine genaue Berechnung des Massenschwächungskoeffizienten ist vorher also nicht möglich. Trotzdem ist mit Gl. (4.4) die Grundlage gegeben, um die Schwankung des Massenschwächungskoeffizienten von Meeressedimenten abzuschätzen, die durch die Schwankung des Wassergehalts verursacht ist. Es gilt durch die Differentiation von (4.4) nämlich

$$\partial\mu = \partial W(\mu_W - \mu_Q). \quad (4.5)$$

Mit den Konstanten $\mu_W = 0,0857 \text{ cm}^2/\text{g}$ und $\mu_Q = 0,077 \text{ cm}^2/\text{g}$ läßt sich berechnen, daß eine Veränderung des Wassergehalts um 10% nur eine geringe Veränderung des Massenschwächungskoeffizienten von 1% verursacht.

4.1.2 Empirischer Mittelwert

Für den praktischen Logging-Meßbetrieb muß also zunächst ein passender Wert für den Massenschwächungskoeffizienten μ in der Berechnungsformel (3.11) für die Dichte angenommen werden. Im folgenden wird versucht, diesen μ -Wert empirisch zu finden, der zumindest für Meeressedimente aus demselben Seegebiet mit der entsprechenden Streuung gültig sein sollte. Dazu dient ein Kernabschnitt, der nach der Logging-Messung zerlegt und durch Probenahme auf weitere Sedimenteigenschaften, u.ä. den Wassergehalt und die Feuchtdichte untersucht wurde. Es handelt sich um die Sektion 4 (3,82 - 4,8 m) des Kerns 21912-8 aus der Grönlandsee.

Die im Labor ermittelte Feuchtdichte kam nach der Definition (2.2) zustande und liegt wie die GRAPE-Dichte für jede 2 cm vor. Es sind also in beiden Meßreihen jeweils 50 Werte enthalten. Der mittlere Wassergehalt in dieser Sektion liegt gemäß der Messung im Labor bei 35%, mit dem ein mittlerer Massenschwächungskoeffizient von $0,08 \text{ cm}^2/\text{g}$ nach (4.4) geschätzt wird.

Durch Variation des μ -Wertes in der Berechnungsformel (3.11) wird die Kurve der GRAPE-Dichte so gut wie möglich an die der im Labor bestimmten Feuchtdichte angepaßt. Nah an dem Wert von $0,08 \text{ cm}^2/\text{g}$, den die Theorie anhand des Wassergehalts vorausgesagt hat, kommt die beste Anpassung tatsächlich bei einem μ -Wert von $0,0805 \text{ cm}^2/\text{g}$ zustande, wobei die Differenzen der Werte in den beiden Meßreihen meistens zwischen $\pm 5\%$ schwanken (Abb. 4.1).

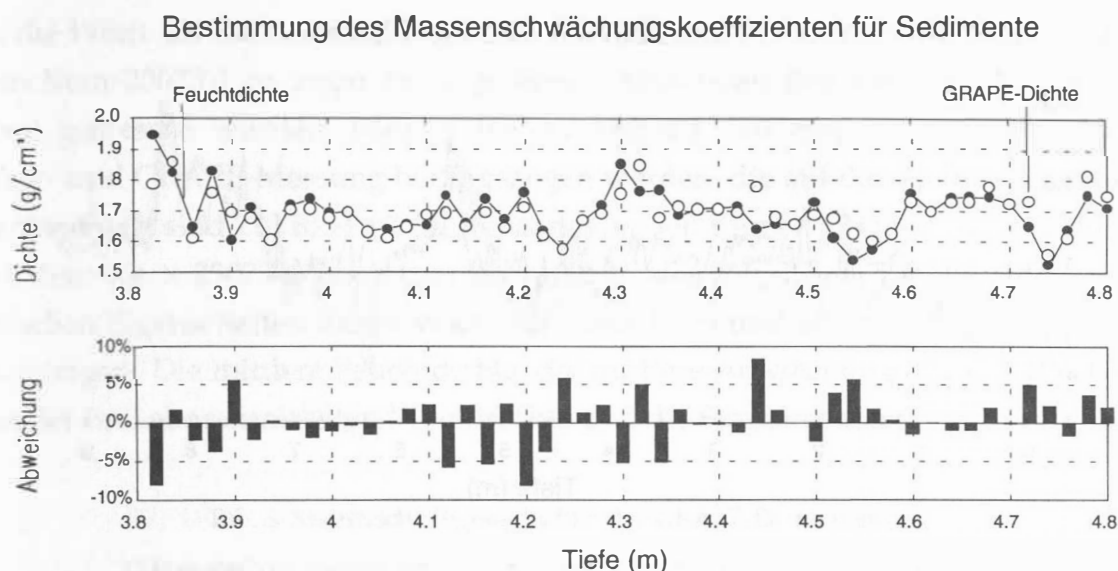


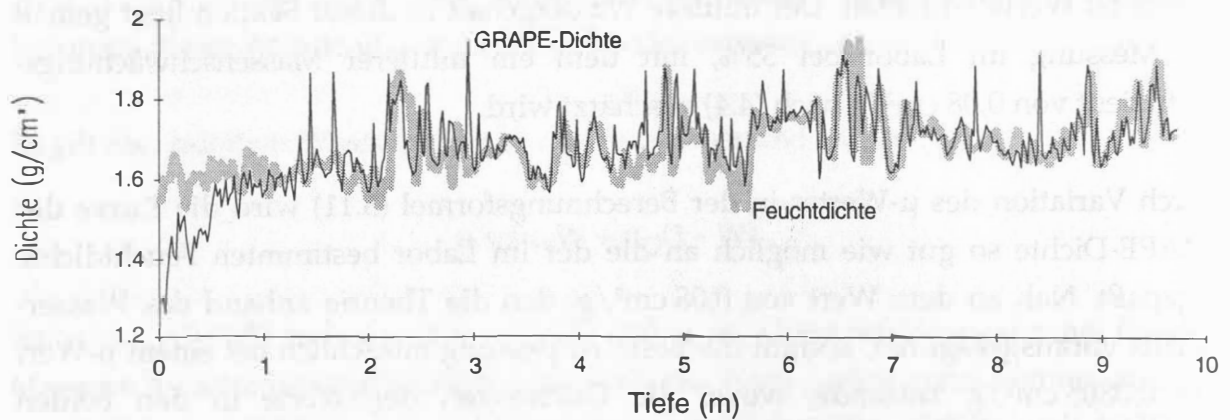
Abb. 4.1 Empirische Bestimmung des Massenschwächungskoeffizienten von Meeressedimenten

Nach genauer statistischer Erfassung weicht die GRAPE-Dichte von den Werten aus der Labormessung im Mittel um $-0,001 \text{ g/cm}^3$ ab. Die Standardabweichung dieses Mittelwertes liegt bei $0,06 \text{ g/cm}^3$. Auf die mittlere Dichte von $1,695 \text{ g/cm}^3$ in dem Kernabschnitt umgerechnet macht das $-0,06\%$ bzw. $3,5\%$ aus.

Inwieweit der festgestellte μ -Wert von $0,0805 \text{ cm}^2/\text{g}$ für Sedimente aus dem nördlichen Nordatlantik gültig ist, sollen die folgenden Vergleichsmessungen an drei Kernen aus verschiedenen Seegebieten (a: 21900-8 aus der Grönlandsee; b: 23073-1 vom Vöring-Plateau und c: 23414-8 vom Rockall-Plateau) zeigen. In Abb. 4.2 ist die GRAPE-Dichte jedes Kerns jeweils in einer Kurve den Werten aus der Labormessung gegenübergestellt.

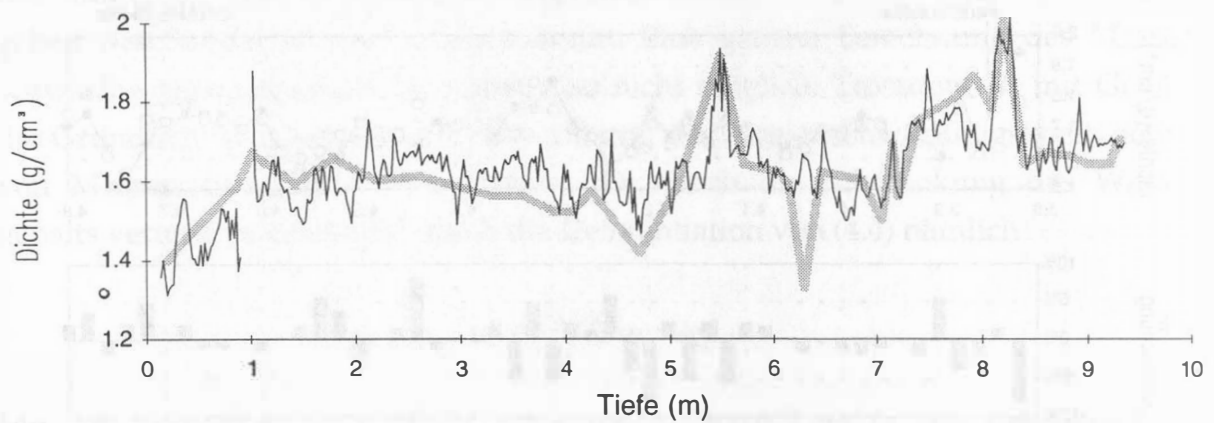
a)

Kern 21900-8 / Grönlandsee



b)

Kern 23073-1 / Vöring-Plateau



c)

Kern 23414-8 / Rockall-Plateau

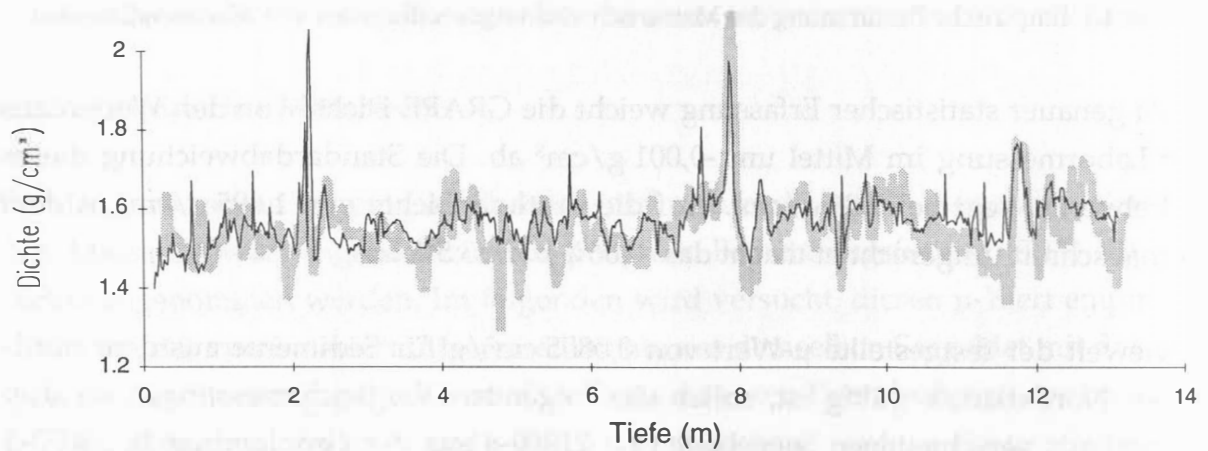


Abb. 4.2 Vergleichsmessungen GRAPE Dichte - Feuchtdichte

Die beiden Kurven bei dem Kern 21900-8 (Thiede & Hempel, 1991) liegen in den oberen Dezimetern auseinander. Eine Erklärung hierfür könnte sein, daß wegen seiner langen Lagerung von ca. zwei Jahren das Oberflächensediment auf einer Seite abgelagert wurde. Die γ -Strahlung des Dichtesensors durchläuft den nunmehr teils "getrockneten" Kern samt den "unechten" Hohlräumen. Da das Innere des Kerns in verschlossenem Zustand unsichtbar ist und der Logger vom vollen Zustand des Kerns ausgeht, kommt es an diesen Stellen zu übermäßig niedriger GRAPE-Dichte. Ungefähr ab 1 m wird der Zustand des Kerns so gut, daß die Übereinstimmung beider Kurven in ihrem Verlauf schon offensichtlich ist. Bei dem Kern 23414-8 (Suess & Altenbach, 1992), der ca. 1/4 Jahr unmittelbar nach seiner Entnahme gemessen war, ist dieser Effekt nicht zu beobachten. Für den Kern 23073-1 läßt sich diesbezüglich keine Aussage machen, da zu wenige Werte aus dem Labor vorliegen.

Da die Werte im Labor von den Kernen 23414-8 und 21900-8 für alle 5 cm und von dem Kern 23073-1 in sogar noch größeren Abständen (bei GRAPE-Messung: alle 2 cm) gemessen wurden, können für die Statistik nur diejenigen Werte aus der Labor- und GRAPE-Messung herangezogen werden, die auf der Tiefenachse zusammenfallen. Es sind 130 bzw. 97 Wertepaare von den Kernen 23414-8 und 21900-8 und von dem Kern 23073-1 immerhin noch 22. In der folgenden Tabelle sind die statistischen Eigenschaften dieser Werte für jeden Kern und alle drei Kerne zusammen eingetragen: Die mittlere Feuchtdichte, die mittlere Abweichung der GRAPE-Dichte von der im Labor ermittelten Feuchtdichte und die Streuung dieser Abweichung.

Tab. 3 Statistische Eigenschaften der GRAPE-Dichtemessung

(Massenschwächungskoeffizient: $0,0805 \text{ cm}^2/\text{g}$; alle Dichtewerte in g/cm^3)

Kernname	mittlere Dichte	mittlere Abweichung	Streuung
21900-8	1,673	-0,018 (-1,1%)	0,076 (4,6%)
23073-1	1,630	0,021 (1,3%)	0,090 (5,5%)
23414-8	1,550	0,011 (1,1%)	0,063 (4,0%)
insgesamt		$\approx 1\%$	$\approx 5\%$

Das sind zufriedenstellende Übereinstimmungen, wenn die zahlreichen Fehlerquellen sowohl bei Einzelproben- als auch bei Logging-Messungen berücksichtigt werden:

1. Die unterschiedliche räumliche Auflösung beider Meßverfahren.

Wird bei der GRAPE-Dichtemessung an jedem Meßpunkt entlang dem gesamten Laufweg der γ -Strahlung im Sediment gemittelt, so erfaßt die Probennahme in der Labormessung einen zylinderischen Teil aus der Mitte des Kerns.

2. Mögliche Unstimmigkeit zwischen den beiden Tiefenachsen.

Bei der GRAPE-Dichtemessung kann die Position eines Meßpunktes dank des automatisierten Transportmechanismus exakt eingehalten werden, während dies für die Labormessung wegen des Verlasses auf das Augenmaß bei der Probenahme nicht der Fall ist.

3. Fehler in der als Referenz dienenden Labormessung.

Wegen der Problematik der Volumenbestimmung an Meeressedimenten ist die im Labor bestimmte Feuchtdichte mit Fehlern behaftet. Die Fehlergrenze der Dichtemessung im Labor wird von manchen Autoren mit mindestens $0,02 \text{ g/cm}^3$ angegeben (Hamilton, 1971).

4. Fehler in der GRAPE-Dichtemessung.

Fehler in der Bestimmung des Laufwegs der γ -Strahlung, Ungenauigkeit in der Kalibrierung einschließlich der statistischen Schwankung der Aktivität der γ -Quelle und Schwankungen der Hintergrundstrahlung bringen Ungenauigkeiten in die GRAPE-Dichtemessung ein, die laut Kap. 4.4.2 auf ca. 1% geschätzt werden können.

Der μ -Wert $0,0805 \text{ g/cm}^3$ wird in den praktischen GRAPE-Messungen für Sedimente aus dem nördlichen Nordatlantik als der mittlere μ -Wert benutzt. Es gibt für jeden Kern natürlich ein optimales μ , das je nach Zusammensetzung des Sediments mehr oder weniger von $0,0805 \text{ g/cm}^3$ abweichen kann. Je genauer die Kenntnisse über die Sedimentzusammensetzung vorliegen, um so näher kommt eine Schätzung des μ -Wertes nach Gl. (4.3) an das Optimum heran. Wie aber im letzten Kapitel erläutert, findet die Logging-Messung immer vor der Untersuchung des Sediments auf seine Zusammensetzung statt, weswegen bei der GRAPE-Dichtebestimmung das optimale μ noch gar nicht zur Verfügung steht.

4.2 Meßabstand und Meßzeit

4.2.1 Räumliche Auflösung der Sensoren und Meßabstand

Mit dem Logger werden hochauflösende Messungen im Zentimeterbereich an Sedimentkernen gemacht. Die Auflösung des Sensors zur Messung der natürlichen

Radioaktivität liegt bei ca. 5 cm. Dies wird durch die Öffnungen der Bleiabschirmung des Sensors mit einem Durchmesser von 5,08 cm (2") vorgegeben. Der Sensor der magnetischen Suszeptibilität hat laut Angabe des Zulieferers eine räumliche Auflösung von 2 cm, die, wie im Kap. 3.3.3 erläutert wurde, bei Ganzkernmessungen nicht erreicht wird. Der P-Wellengeschwindigkeitssensor hat Kontakt mit dem zu messenden Kern auf ca. 3 cm, womit seine Auflösung in dieser Größenordnung liegt. Der Dichtesensor hat die höchste räumliche Auflösung von allen Sensoren:

Der γ -Strahl des Dichtesensors tritt nach einem 52 mm langen Kollimator in der Bleiabschirmung durch ein nur 6 mm großes Loch aus der Cs^{137} -Quelle, was einem Öffnungswinkel von nur knapp 7° entspricht. In einer Entfernung von 140 mm, wo der γ -Strahl nach der Durchstrahlung des zu messenden Kerns auf den Detektor trifft, breitet er sich auf ca. 24 mm aus. In Bezug auf die Mitte des Kerns, die ca. 70 mm nach dem Austritt kommt, ist die Breite des Strahls also ca. 15 mm. Damit liegt die räumliche Auflösung des Dichtesensors bei 1,5 cm.

Mit Rücksicht auf die räumliche Auflösung der Sensoren und auch auf die Tatsache, daß die Sedimentationsrate im nördlichen Nordatlantik i.d.R. über 1 cm/ka liegt, wurde in dieser Arbeit der Meßabstand von 2 cm gewählt. Das entspricht einer Auflösung in der Alterachse der Sedimentkerne von 2 ka, was für die Fragestellung im SFB 313 bzgl. der Zeitreihenanalyse (Kap. 5) völlig ausreicht.

4.2.2 Meßzeit

Ein Sedimentkern wird nach der Entnahme aus dem Meeresboden zwecks Transports und Lagerung in Sektionen einheitlicher Länge - im SFB 313 von 1 m - geteilt. Da aber die Sensoren am Logger räumlich versetzt angebracht sind, ist pro Sektion mehr als diese Länge zu messen. Ohne Messung der natürlichen Radioaktivität, die bei Bedarf in einem zweiten Durchlauf extra durchgeführt werden kann (Kap. 3.4.2), werden normalerweise alle anderen drei Sensoren eingesetzt. Dementsprechend muß der Abstand des magnetischen Suszeptibilitätssensors vom Nullpunkt (44 cm) zur Sektionslänge addiert werden. Ferner werden im Ausklang einer Sektion noch 16 cm zusätzlich gemessen, um die Drift des magnetischen Suszeptibilitätssensors zu bestimmen. Für jede 1m lange Sektion ergibt sich eine Meßlänge von 160 cm, was bei einem Meßabstand von 2 cm 81 Meßpunkte ausmacht.

Um die statistische Schwankung der Zählrate des Dichtesensors zu unterdrücken, soll bei jedem Meßpunkt mehrmals gezählt und zum Schluß gemittelt werden. Damit die Zählrate den Meßbereich des Zählers vom Dichtesensor nicht überschreitet, darf jede Zählung nur 2 sec dauern (Potentiometer an der Elektronik auf 2 sec stellen). Eine Meßzeit von 5×2 sec pro Meßpunkt erscheint hier realistisch, denn bei dieser Einstellung bewirkt die Schwankung der Zählrate zusammen mit einer eventuellen Verstimmung der Kalibrierung einen Fehler von 1% in der Dichtemessung bei einem bekannten Massenschwächungskoeffizienten (Kap. 4.4.2). Die Meßzeit der Dichte beträgt also i.d.R. 10 sec. Der Transport des Kerns um 2 cm (Meßabstand), das Messen der Laufzeit des P-Wellensignals und die Operation der digitalen Elektronik nehmen zusammen ca. 3 sec in Anspruch. Die Meßzeit der magnetischen Suszeptibilität, deren Wahl nach dem im Kap. 3.3.2 vorgetragenen Kriterium erfolgen soll, ist entweder 1 oder 10 sec. Je nach der Wahl dieser Meßzeit ergibt sich eine Meßzeit pro Meßpunkt von ca. 14 sec bzw. 23 sec.

Für eine 1 m lange Sektion mit 81 Meßpunkten beläuft sich die Meßzeit dann auf 19 min ($\approx 81 \times 14$ sec) bzw. 31 min ($\approx 81 \times 23$ sec) zzgl. der Zeit, die zum Auflegen und Abladen der Sektion vor bzw. nach der Messung, zur Bedienung der Software und zur Bestimmung der Temperatur des Sediments nötig ist. Eine geübte Person benötigt dafür ca. 5 min. Das Vermessen eines 10 m langen Sedimentkerns dauert demnach ca. 4 bzw. 6 Arbeitsstunden (240 min bzw. 360 min).

Wenn zusätzlich die Messung der natürlichen Radioaktivität in einem zweiten Durchgang durchgeführt werden soll, dann ist wegen der relativ schwachen natürlichen Radioaktivität des Sedimentkerns eine lange Meßzeit von 20 sec (Potentiometer an der Elektronik auf 20 sec stellen) pro Meßpunkt oder länger unumgänglich. Auch wenn die drei anderen Meßgrößen in diesem Durchgang entfallen und nur 51 Meßpunkte zu messen sind - die Zusätze von 44 cm und 16 cm fallen auch weg, erhöht sich die Meßzeit pro Sektion um 17 min (51×20 sec).

Auch die Vorbereitung vor einer Meßserie (Kalibrierung der Sensoren, Laden der Programme, usw.) kann noch ein- oder mehrmalig eine Arbeitsstunde benötigen.

Die Entscheidung für eine Meßzeit richtet sich in erster Linie nach der Forderung der Meßgenauigkeit. Eine Erfüllung dieser Bedingung mit einer längeren Meßzeit bringt nicht unbedingt Vorteile, weil sich mit der Zeit die Meßbedingungen im Labor ändern könnten.

4.3 Einfluß der Temperatur

Die Temperatur ist ein wichtiger Faktor für physikalische Messungen und somit auch für die Logging-Messung. Aufgrund stark variierender Zusammensetzung von Meeressedimenten und dazu der unterschiedlichen Temperaturcharakteristik von Dia-, Para-, Ferro-, Ferri- bzw. Antiferromagnetismus gibt es für die magnetische Suszeptibilität keine allgemeingültige Temperaturkorrektur (von Münch, 1987). Die GRAPE-Dichte dagegen wird von der Temperatur nur unwesentlich betroffen, da das Volumen eines Sedimentkerns in einem fest verschlossenen Liner kaum Änderungsmöglichkeit hat. Der Einfluß durch die Ungenauigkeit der Kalibrierung des Dichtesensors, die ja temperaturabhängig ist, stellt sich in der Praxis als klein heraus (Kap. 4.4.2). Stark temperaturabhängig ist die P-Wellengeschwindigkeit, für die eine empirische Korrekturformel bzgl. der Temperatur existiert (Schultheiss & McPhail, 1989). Wenn die Messung der P-Wellengeschwindigkeit unter normaler Raumtemperatur (um 20°C) vorgenommen wurde, ist

$$v_{20} = v + \Theta \cdot (T - 20) , \quad (4.6)$$

wobei v , v_{20} die P-Wellengeschwindigkeit des Sediments bei der aktuellen Temperatur T bzw. 20°C ist und $\Theta = 3 \text{ ms}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Es ist in der Sedimentforschung üblich, die P-Wellengeschwindigkeit des Sediments bei einer konstanten Temperatur (z.B. in Hamilton, 1971: 23°C; in dieser Arbeit: 20°C) anzugeben, was für alle Werte der P-Wellengeschwindigkeit in dieser Arbeit getan wurde. Dabei wurde die Temperatur des Sediments von jeder Sektion mit einem speziellen Thermometer, dessen spitzförmiger Füller zum Einstechen in das Sediment geeignet ist, vor und nach der Messung gemessen. Trotzdem kann diejenige Temperaturschwankung, die innerhalb der Messung einer Sektion auftritt, nicht erfaßt werden, da eine kontinuierliche Temperaturüberwachung bei diesem Logger nicht vorgesehen ist.

Selbst wenn solche Schwankungen erfaßt werden könnten, wäre die P-Wellengeschwindigkeit zwar genauer, die magnetische Suszeptibilität müßte aber immer noch ohne Korrektur bleiben. Im Interesse der Meßgenauigkeit ist es also auf jeden Fall unentbehrlich, die Sedimentkerne vor der Messung so lange im Logging-Labor zu lagern, bis sie sich im Äquilibrium mit der dortigen Raumtemperatur befinden, und diese Temperatur auch während der Messung konstant zu halten. Zumindest sollen alle Sektionen eines Kerns unter den gleichen Bedingungen gemessen werden.

Da die Sedimentkerne entweder direkt nach der Entnahme mit etwas über 4°C (Wassertemperatur am Meeresboden) oder aus dem Kühlraum mit ca. 10°C kommen, braucht ihre Akklimation an die höhere Lufttemperatur im Labor (ca. 20°C) entsprechend Zeit. Eine Schätzung der Akklamationszeit ist im folgenden für den Typ von Kernen des Nordatlantiks gegeben. Dabei wird der Wärmeübergang vom Sedimentkern an die umgebende Luft im Labor untersucht.

Sei T_0 , T die Temperatur des Kerns am Anfang der Akklimation bzw. nach der Zeit t und T_U die konstante Lufttemperatur im Labor. Das Newtonsche Abkühlungsgesetz besagt (Gerthsen et al., 1989)

$$T - T_U = (T_0 - T_U)e^{-t/\tau} \quad (4.7)$$

Es gilt die (positive) Zeitkonstante τ zu ermitteln.

Auf der Meteor-Fahrt 21/4 wurde solch eine Untersuchung an dem Kern 23454-3 (Pfannkuche et al., 1993) gemacht. Nach seiner Zerlegung in Sektionen wurde der Kern in das Logging-Labor an Bord gebracht. Die Temperatur an derselben Stelle des Kerns wurde zu dieser und mehreren späteren Uhrzeiten gemessen. Die Lufttemperatur im Labor blieb währenddessen bei $19^\circ\text{C} \pm 0,5^\circ\text{C}$ und kann praktisch als konstant angesehen werden.

Temperaturdifferenz Sedimentkern - Labor

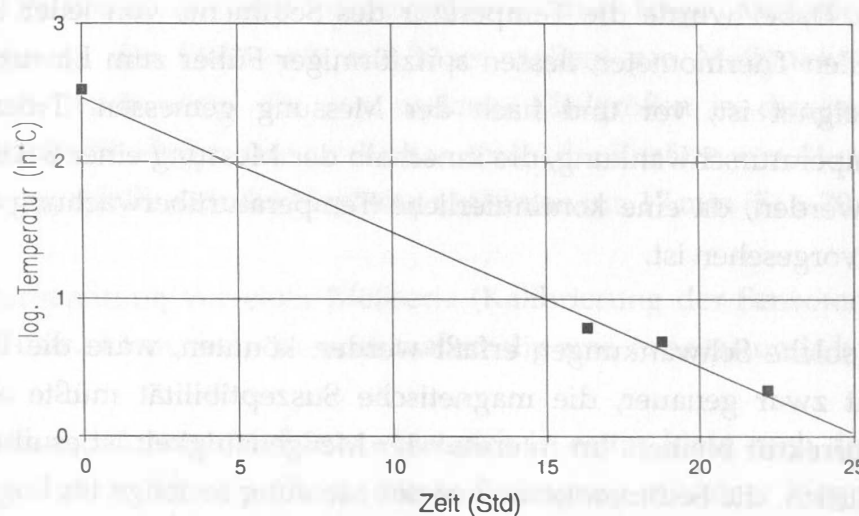


Abb. 4.3 Temperaturdifferenz eines Standardkerns nach der Entnahme zum Labor

Die halblogarithmische Darstellung von $T - T_U$ gegen t ergibt wie erwartet eine Gerade, deren Steigung der Kehrwert von $-\tau$ sein soll (Abb. 4.3). Konkret wurde aus der Gerade $\tau = 10$ Std festgestellt. Anhand von (4.7) kann die benötigte Zeit für die Akklimation des Sediments an die Labortemperatur, die selbstverständlich konstant gehalten werden muß, geschätzt werden, wenn die Anfangstemperatur des Sediments bekannt ist.

Aus praktischen Gründen muß eine Grenze für $T - T_U$ vorgegeben werden, nach deren Unterschreitung die restliche Temperaturdifferenz vernachlässigbar und die Akklimation de facto vollständig wird. Denn für $e^{-t/\tau} \rightarrow 0$ bzw. $T - T_U \rightarrow 0$ müßte t theoretisch unendlich werden, was keinen Sinn machen würde. Eine Grenze von 1°C für $T - T_U$ ist in der Praxis durchaus ausreichend. Der Kern 23454-3 brauchte dann in der obigen Situation der Meteor-Fahrt 21/4 ca. 26 Std, d.h., etwas länger als 1 Tag, um die Temperatur im Labor mit der restlichen Differenz von 1°C zu erreichen.

Die Formel (4.7) kann auch benutzt werden, um die Auswirkung einer Temperaturschwankung im Logging-Labor während der Meßzeit einer Sektion auf die Temperatur des Kerns abzuschätzen. Wenn von einer 1 m langen Sektion die drei Meßgrößen P-Wellengeschwindigkeit, GRAPE-Dichte und magnetische Suszeptibilität bestimmt werden sollen, ist eine Meßzeit von 0,5 Std (≈ 31 min, Kap. 4.2.2) erforderlich. Es stellt sich jetzt die Frage, welche Temperaturdifferenz im Labor auftreten müßte, um noch innerhalb dieser Meßzeit eine bestimmte Temperaturänderung im Kern zu erzeugen.

Nach einer entsprechenden Umformung ergibt sich aus (4.7)

$$T - T_0 = (T_U - T_0)(1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.8)$$

mit $\tau = 10$ Std. T_U ist die neue Labortemperatur und T die Temperatur des Kerns nach der Zeit t ab dem Eintreten der neuen Labortemperatur. Da ein in der Messung befindlicher Kern schon akklimatisiert sein sollte, ist seine Temperatur T_0 vor dem Auftritt der neuen Labortemperatur gleichzeitig auch die alte Labortemperatur. Damit ist $T_U - T_0$, $T - T_0$ die Veränderung der Temperatur im Labor bzw. des Kerns. Daß die Temperatur im Labor stärker als 5°C schwankt, soll schon als extremer Fall betrachtet werden können. Nach dem Einsetzen von $T_U - T_0 = 5^\circ\text{C}$ und $t = 0,5$ Std in (4.8) folgt daraus $T - T_0 = 0,24^\circ\text{C}$. Eine Schwankung der Temperatur um 5°C im Labor würde während der Messung einer 1 m langen Sektion also keine nennenswerte Temperaturveränderung im Sediment hervorrufen.

4.4 Zuverlässigkeit der Messungen

4.4.1 P-Wellengeschwindigkeit

Der Vergleich mit dem Wert aus der Literatur (Anhang A1) zeigt eine Genauigkeit von $\pm 0,2\%$ für den P-Wellengeschwindigkeitssensor. Daß diese Genauigkeit bei der Messung an Sedimentkernen insgesamt nicht immer erreicht wird, hat mehrere Erklärungen.

1. Die Temperatur des Sediments kann während der Messung einer Sektion auch schwanken. Dann ist die gemessene P-Wellengeschwindigkeit mit dieser Schwankung behaftet. Allerdings ist dieser Effekt bei gut akklimatisierten Kernen und relativ stabilen Bedingungen im Labor vernachlässigbar (Kap. 4.3).

2. Die Wandstärke des Kernliners (d in Gl. (3.1)) kann durch Abnutzung bei der Kernentnahme oder Herstellung geringfügig von der Vorgabe (hier 2,5 mm) abweichen. Bei zu geringem Durchmesser (D in Gl. (3.1)) wird der mit der Vorgabe errechnete Laufweg (S in Gl. (3.1)) zu klein. Diese Differenz geht über die produktionsbedingte Variation der Wandstärke, die in dem oben genannten Fehler von $\pm 0,2\%$ bereits enthalten ist, hinaus und kann nicht auf kontinuierlicher Basis gemessen werden. In der Praxis wurde schon Verminderung der Wandstärke bis 0,5 mm beobachtet, was der Extremfall sein dürfte. Das entspricht bei einem Laufweg des P-Wellensignals von 120 mm einem systematischen Fehler von 0,4%. Der Fehler, der wegen der verminderten Wandstärke in das Offset der P-Wellengeschwindigkeitsmessung einfließt, ist sogar noch kleiner als 0,4%, da das Offset aus einem Anteil durch die Wandstärke und einem Anteil durch die Verzögerung der Meßelektronik zusammengesetzt ist (Kap. 3.1).

Der Abstandsmesser kann auch Fehler in die Laufwegbestimmung bringen. Wenn er aber exakt eingestellt ist, ist der Fehler der Abstandsmessung sehr klein (laut Betriebsanleitung des Loggers: $< 0,1$ mm) und kann bei einem Laufweg von 125 mm außer Betracht bleiben.

3. Die Ankopplung zwischen den Transducern und dem Kernliner sowie die zwischen dem Liner und Sediment sind an manchen Stellen ungenügend. Dadurch könnte ein so schwaches Empfangssignal entstehen, daß es sich kaum vom Rauschen in der Meßelektronik unterscheidet. Dann wird das Vergleichsniveau (v_{op} , Abb. 3.1) nicht erreicht. Für diesen Fall ist die Elektronik so programmiert, daß eine merklich

zu große Laufzeit ausgegeben wird, um in der Auswertung erkannt und als fehlerhaft verworfen zu werden.

Eine gute Ankopplung zwischen den Transducern und dem Liner während der Messung kann durch die Befeuchtung der Kontaktstellen mit destilliertem Wasser erreicht werden. Die Ankopplung zwischen dem Liner und dem Sediment ist aber nur dann gut, wenn der Liner vollständig mit Sediment gefüllt ist. Am Anfang eines Kerns z.B., wo das wässerige Sediment eventuell verläuft, kommt oftmals überhaupt keine Ankopplung zustande. Sorgfältiges Handhaben von den Kernen bei der Entnahme und Messungen an Großkastengreiferproben, die eine weniger ungestörte Sedimentoberfläche liefern, können hier die Messungen verbessern oder ergänzen helfen.

4. Wasserarme Sedimente sind extrem schalldämpfend. Dann könnte sich die gleiche Situation wie unter Punkt 3 einstellen, daß das Empfangssignal zu schwach ist. Hierzu gibt es im Rahmen des vorhandenen Logging-Systems keine Möglichkeit der Verbesserung. Die gemessene Laufzeit muß ebenfalls in der späteren Auswertung verworfen werden.

5. Das Empfangssignal braucht eine Einschwingzeit. Bei einer zu langen Einschwingzeit könnte es passieren, daß das Vergleichsniveau erst nach mehreren Nulldurchgängen erreicht werden. Das Sediment wirkt auf das P-Wellensignal also wie ein Tiefpaßfilter, wobei ein hohes Dämpfungsvermögen des Sediments einer niedrigen Grenzfrequenz des Filters entspricht und umgekehrt. Aus der Systemtheorie geht hervor, daß die Einschwingzeit der Systemantwort auf ein Sprungsignal - das ist beim P-Wellengeschwindigkeitssenor des Loggers das Sendesignal - bei einem Tiefpaß proportional mit abnehmender Grenzfrequenz zunimmt. Daher kommt ab einer bestimmten Schalldämpfung das Empfangssignal zwar noch an, aber mit einer zu langen Einschwingzeit (Mildenberger, 1988).

Wenn eine Schwingung (Dauer: $2\text{ }\mu\text{s}$, Kap. 2.2.1) bei der Laufzeitbestimmung nicht detektiert wird, macht das bei einer Laufzeit von ca. $80\text{ }\mu\text{s}$ auf dem Laufweg von 120 mm - dies entspricht einem für Meeressedimente typischen Wert der Schallgeschwindigkeit um 1500 m/s - einen systematischen Fehler von 2,5% ($= 2\text{ }\mu\text{s}/80\text{ }\mu\text{s}$) aus. Bei mehreren nicht detektierten Schwingungen vervielfacht sich der Fehler entsprechend.

Diese Fehlerquelle ist für die Laufzeitmessung von P-Wellen also von besonderer Bedeutung und kann später auch nicht nachträglich behoben werden, weil der Sensor dieses Loggers nicht für die Speicherung eines ganzen Signals ("ein Schuß") konzipiert ist. Ist eine Laufzeitmessung abgeschlossen, besteht auch keine Möglichkeit mehr, bei Verdacht einer zu langen Einschwingzeit den gemessenen Wert anhand des gespeicherten Bildes der Schüsse zu überprüfen und ggfs. zu berichtigen. Lediglich während der Messung bietet sich die Möglichkeit, den Empfang über den analogen Ausgang der Elektronik auf dem Oszilloskop zu überwachen. Bei Beobachtung einer zu langen Einschwingzeit kann die wahre Laufzeit für die spätere Korrektur manuell notiert werden.

Die Amplitude des empfangenen P-Wellensignals wird vom P-Wellengeschwindigkeitssensor mit registriert. Diese Meßgröße hängt jedoch so stark vom Zustand des Sedimentkerns ab, daß sie für die Beschreibung des eigentlichen Dämpfungsvermögens des Sediments unzuverlässig ist. Die genaue Erfassung des Dämpfungsverhaltens des Sediments ist aber notwendig, um auf die Einschwingzeit zurückzuschließen, die diese Fehlerquelle hervorgerufen hat.

4.4.2 Dichte

Nach der Kalibrierung gemäß Kap. 3.2.3 können Testmessungen an Wasser ($\rho = 1 \text{ g/cm}^3$; $\mu = 0,0857 \text{ cm}^2/\text{g}$), Quarzsand ($\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$; $\mu = 0,077 \text{ cm}^2/\text{g}$) und Blei ($\rho = 11,34 \text{ g/cm}^3$; $\mu = 0,106 \text{ cm}^2/\text{g}$) mit dem Dichtesensor gemacht werden. Jegliche Meßergebnisse bescheinigen dem Sensor eine hohe Genauigkeit von $\pm 1\%$. Darin sind die Fehler in den beiden Parametern a und b (Kap. 3.2.3) und die Schwankung der Zählrate der γ -Strahlung aufgrund der statistischen Schwankung der γ -Quelle bereits enthalten. Allerdings kann diese Genauigkeit beim Einsatz des Sensors an ungeöffneten Kernen zur Ermittlung der Feuchtedichte von Meeressedimenten nur annähernd erzielt werden. Die drei Beispiele in Kap. 4.1.2 sagen für die mittlere Abweichung der GRAPE-Dichte von der Labormessung einen Wert von ca. 1% mit einer Streuung von ca. 5% aus. Im Anschluß an diese Arbeit wurden noch GRAPE-Dichtemessungen an Sedimentkernen aus Seegebieten vor Portugal durchgeführt, und die Ergebnisse bestätigen die Gültigkeit des in dieser Arbeit ermittelten empirischen Werts von $0,0805 \text{ cm}^2/\text{g}$ für den Massenschwächungskoeffizienten von Meeressedimenten.

Die Meßgenauigkeit des Dichtesensors hängt aber auch vom Szintillationsdetektor des Sensors ab. Denn der Szintillationskristall NaJ ist hygroskopisch und der Photovervielfacher ist temperaturempfindlich, so daß die gemessene Zählrate mit der Luftfeuchtigkeit und Temperatur schwanken kann (Neuert, 1966). Dieser Fehler ist entscheidend abhängig von den Bedingungen im Labor. Gegen diese Fehlerquelle würde daher am besten ein klimatisiertes Logging-Labor helfen. Da ein solches Labor nicht immer zur Verfügung steht, sollen in einem Logging-Labor die Raumbedingungen (Temperatur, Luftfeuchtigkeit) annähernd stabil bleiben.

Gegenüber der starken Aktivität der Cs¹³⁷-Quelle des Dichtesensors ist die natürliche Radioaktivität von Meeressedimenten so niedrig (vgl. Kap. 3.4), daß ihr Einfluß auf die Dichtemessung vernachlässigbar ist.

4.4.3 Magnetische Suszeptibilität

Die Genauigkeit des magnetischen Suszeptibilitätssensors liegt nach der Angabe des Zulieferers bei 5%, was nach den Messungen mit dem Logger wohl dem ungünstigsten Fall entspricht. Tatsächlich wurde durch die Überprüfung der Spule mit dem Eichring (270×10^{-6} cgs, Kap. 3.3.1) höchstens ein Fehler von 5×10^{-6} cgs, der relativ zu dem Sollwert 2% ausmacht, festgestellt. Die Genauigkeit der magnetischen Suszeptibilitätsmessung hängt aber nicht nur von dem Sensor, sondern auch von einigen anderen Faktoren ab.

1. Die Temperaturschwankung des Sediments verursacht je nach dessen Zusammensetzung Veränderungen in der magnetischen Suszeptibilität. Wie bei der P-Wellengeschwindigkeit oder GRAPE-Dichte ist diese Schwankung auch hier bei gut akklimatisierten Kernen und stabilen Laborbedingungen vernachlässigbar klein.
2. Das magnetische Feld der Meßspule ist äußeren Störungen ausgesetzt, die entweder permanent da sind oder plötzlich auftauchen. Bei einer permanent anwesenden Störung, die z.B. auf einem Forschungsschiff vorfindbar ist, muß zu ihrer Entgegnung die längere Meßzeit von 10 sec pro Meßpunkt gewählt werden (Kap. 3.3.2). Bei unregelmäßig vorkommenden Störungen, wie z.B. Störpulsen in der elektrischen Leitung, würde dies aber kaum helfen. Es wurden Fehler in der Größenordnung von 10×10^{-6} cgs beobachtet, die von solchen Störungen stammen. Eine stabilisierte elektrische Netzversorgung im Logging-Labor sowie eine bessere elektromagne-

tische Abschirmung des Raums gehören zu den Maßnahmen, die diese Fehlerquelle auszuschalten vermögen.

3. Die Drift der magnetischen Suszeptibilitätsmessung zeigt zwar einen linearen Trend mit der Meßzeit, schwankt aber noch ein wenig um diesen Trend. Die um die Drift korrigierte magnetische Suszeptibilität ist natürlich noch mit dieser Schwankung behaftet. In Abb. 3.7 kann festgestellt werden, daß der von dieser Schwankung verursachte Fehler unter 1×10^{-6} cgs liegt.

Der Verlust an Wasser, der besonders am Anfang der Kerne auftritt, verursacht keinen nennenswerten Fehler in der magnetischen Suszeptibilitätsmessung, da Wasser eine sehr kleine magnetische Suszeptibilität von nur $-0,72 \times 10^{-6}$ cgs besitzt (Gerthsen et al., 1989).

4.4.4 Natürliche Radioaktivität

Die Ereignisse des radioaktiven Zerfalls gehorchen statistisch der Poisson-Verteilung (Evans, 1955). Die Standardabweichung einer Poisson-verteilten Größe kann aus der Wurzel des gemessenen Wertes abgeleitet werden. Konkret bedeutet dies, daß wenn die Zählrate Z von einem radioaktiven Zerfall gemessen wird, die Standardabweichung einer Meßreihe von diesem Zerfall gleich \sqrt{Z} gesetzt werden kann. Die relative Abweichung ist dann $\sqrt{Z}/Z = 1/\sqrt{Z}$.

Es ist also bei der Messung der natürlichen Radioaktivität darauf zu achten, daß die gemessene Zählrate der natürlichen γ -Aktivität möglichst hoch ist, um einen möglichst niedrigen relativen Fehler zu erzielen. Eine Möglichkeit dafür ist eine lange Zählzeit, der nach oben natürlich auch Grenzen gesetzt sind (Meßzeit, Kap. 4.2.2).

Bei der Messung der natürlichen Radioaktivität mit der und ohne die Cs^{137} -Quelle sind Zählraten um 30 bzw. 500 pro 20 sec typisch, so daß die relative Abweichung der Meßwerte jeweils bei 18,3% ($1/\sqrt{30}$) bzw. 4,5% ($1/\sqrt{500}$) pro 20 sec liegt.

5 Auswertung der Logging-Daten

5.1 Zusammenfügen von Sektionen eines Sedimentkerns

In der Auswertung von Logging-Daten liegen zuerst die Meßwerte der einzelnen Sektionen eines Kerns vor, die dann für den gesamten Sedimentkern zusammengefügt werden.

Die i.d.R. 1 m langen Sektionen des Kerns sind mit Endkappen aus Kunststoff abgeschlossen. Diese Endkappen wirken sich in den entsprechenden Kernlängenbereichen auf die Messung der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte aus, nicht aber auf die der magnetischen Suszeptibilität, da sie keine magnetische Suszeptibilität besitzen.

Die Messung der P-Wellengeschwindigkeit in den Endkappenbereichen ist wegen des ungenügenden Kontaktes zwischen dem Meßsensor und Sediment unzuverlässig. Manchmal liegen aber auch an diesen Stellen korrekte Messungen vor, die ausgewertet werden können. Dann müssen in der Berechnungsformel der P-Wellengeschwindigkeit (3.2) die Wandstärke d und das Laufzeit-Offset Δt jeweils um den von der Kappe verursachten Betrag (2,5 mm bzw. 1,8 μ s) erhöht werden.

Wie in Kap. 4.4.1 diskutiert, kann die gemessene Laufzeit nicht nur in den Endkappenbereichen, sondern überhaupt an allen Stellen mit schlechtem Kontakt zwischen dem Sensor und Sediment schon mit Fehlern behaftet sein, so daß die dortigen P-Wellengeschwindigkeitswerte verworfen werden müssen. Dadurch ist die Meßreihe der P-Wellengeschwindigkeit mit Datenlücken behaftet. Die Überbrückung dieser Datenlücken durch lineare Interpolation ist für kleine Lücken gut anwendbar. Bei größeren Datenlücken kann die kleinskalige Variation der P-Wellengeschwindigkeit innerhalb einer Lücke nicht durch die Interpolation wiedergegeben werden. Eine Möglichkeit, diese Lücken zu schließen, basiert auf der Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte (Kap. 5.2.2), die mit den vorhandenen Werten beider Meßgrößen zuerst festgestellt werden kann. Nach dieser Beziehung werden die fehlenden P-Wellengeschwindigkeitswerte aus der Dichte abgeleitet. Die Ergebnisse dieser Methode sind aber nur vertrauenswert, wenn eine eindeutige Beziehung zwischen den beiden Meßgrößen existiert. Anderenfalls würde bei großen Datenlücken eine Kurvenähnlichkeit zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte vorgespiegelt, die in Wirklichkeit gar nicht existiert.

Die Dichte ist im Gegensatz zur P-Wellengeschwindigkeit auch in den Endkappenbereichen meßbar, da die γ -Strahlung auch die Wand der Kappen durchdringen kann. Natürlich muß auch hierbei der Einfluß der Kappe auf die Messung eliminiert werden, da die Kappe eine zusätzliche Abschwächung der γ -Strahlung verursacht. Die in dieser Arbeit verwendeten Endkappen vermindern die Zählrate auf 98% des Wertes, der ohne die Kappe registriert werden würde. In der Berechnungsformel der Dichte (3.11) ist die gemessene Zählrate Z durch diesen Faktor zu dividieren.

Die Dichte würde keine Datenlücken aufweisen, wenn der Sedimentkern ohne Teilung in Sektionen vom Logger gemessen würde. Tatsächlich wird am Ende einer Sektion bzw. am Anfang der nächsten Sektion schon bzw. noch kein Sediment von der γ -Strahlung erfaßt, so daß an diesen Stellen die gemessene Dichte zu klein ist und somit das Ende bzw. den Beginn einer Sektion markiert. Die zu niedrigen Dichtewerte an diesen Stellen werden durch Interpolation ersetzt.

Dieser "Sektionsenden-Effekt" hat wegen der Eigenschaft einer elektromagnetischen Spule (Kap. 3.3.3, Abb. 3.9) auf die magnetischen Suszeptibilität eine wesentlich größere Auswirkung. An den Sektionsenden fällt die magnetische Suszeptibilität merklich ab. Diese Tendenz repräsentiert selbstverständlich keine natürliche Veränderung und muß korrigiert werden. Dank der Tatsache, daß vor bzw. nach der jeweiligen Sektion die magnetische Suszeptibilität ein paar Meßpunkte weiter gemessen wird, sind die fehlenden Beiträge für die vorangehende bzw. nachfolgende Sektion bekannt. In Abb. 5.1 wird das Schema gezeigt, wonach der "Sektionsenden-Effekt" eliminiert wird.

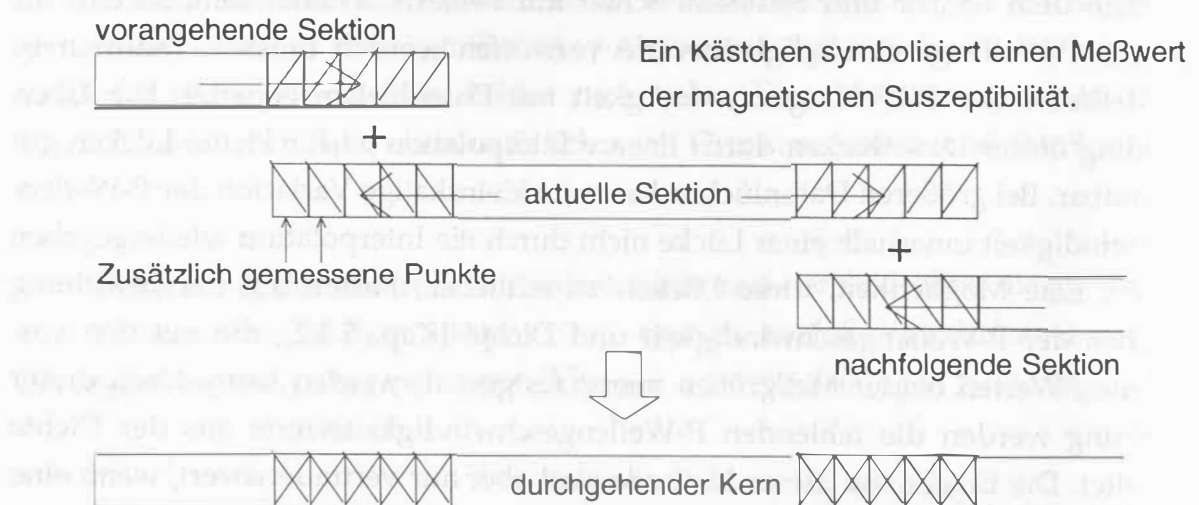


Abb. 5.1 Rechenschema zur Aufhebung des Sektionsenden-Effekts
in den magnetischen Suszeptibilitätswerten

Dieses Schema verlangt, daß die (äquidistante) Messung exakt auf der Endmarke einer Sektion einen Wert erfaßt hat. Durch Addition dieses Wertes auf den am Anfang der nachfolgenden Sektion ergibt sich genau der Wert, der an dieser Stelle des Kerns gemessen würde, wenn er nicht in Sektionen geteilt wäre (Abb. 5.1). Der Meßwert exakt am Ende einer Sektion ist also mit dem Wert am Anfang der nachfolgenden Sektion zusammenzuaddieren. Weiter ist ein nach dem Sektionsende zusätzlich erfaßter Wert auf den Wert der nachfolgenden Sektion zu addieren, der die gleiche Distanz zur Verbindungsstelle beider Sektionen aufweist. Das gleiche gilt für einen vor dem Sektionsanfang gemessenen Wert bzgl. des entsprechenden Wertes der vorangehenden Sektion.

Wenn die Länge einer Sektion nicht ein Vielfaches des Meßabstands ist, was z.B. auf eine Sektionslänge von 99 cm bei dem Meßabstand von 2 cm zutrifft, dann wird nicht exakt die Endmarke der Sektion erfaßt. In diesem Fall werden auch die Werte vom Endbereich der Sektion, mit denen die vom Anfang der nachfolgenden Sektion ergänzt werden sollen, nicht exakt erfaßt. Diese fehlenden Werte liegen zwischen den tatsächlich gemessenen Werten im Endbereich dieser Sektion und müssen durch Interpolation letzterer abgeleitet werden. Entsprechend liegen die ergänzenden Beiträge für die tatsächlich gemessenen Werte am Ende dieser Sektion zwischen den Werten vom Anfang der nachfolgenden Sektion. Auch hierfür muß interpoliert werden.

Nach der Aufhebung des Sektionsenden-Effektes liegen alle Logging-Daten mit Ausnahme der P-Wellengeschwindigkeit als durchgehende Kurven zur weiteren Verarbeitung und Interpretation vor. Die grafische Darstellung der Logging-Daten gegen die Tiefe in Abb. 3.14 ist stellvertretend für alle Kurven der physikalischen Sedimenteigenschaften. Die dargestellten Kurven sind:

- Die Abweichung des Außendurchmessers des Sedimentkerns von dem vorgegebenen Wert (ΔD). Mit dieser Kurve sollen lediglich die Teilung des Kerns in Sektionen und die Kappenbereiche für den Betrachter sichtbar gemacht werden;
- Die Amplitude der Empfangsschwingung des P-Wellensignals. Sie dient in erster Linie der Kontrolle der Qualität der P-Wellengeschwindigkeitsmessung. Ihre Verwertung als akustisches Dämpfungsvermögen des Sediments ist zwar auch denkbar, unter Berücksichtigung der störenden Einflüsse des Füllungszustands des Kerns sowie des Kontaktes zwischen dem Sensor und Sediment auf diese Meßgröße allerdings nur mit größter Vorsicht zu verwenden;

- Die magnetische Suszeptibilität des Sediments, die auf ein bestimmtes Verhältnis des Kerndurchmessers zu dem Spulendurchmesser des Sensors bezogen wird (hier: 0,75) und gewichtete Beiträge der benachbarten Kernbereiche um den Meßpunkt enthält (Kap. 3.3.3);
- Die Dichte des Sediments, berechnet aus der Zählrate der γ -Strahlung nach Abschwächung durch das Sediment (Berechnungsformel (3.11));
- Die P-Wellengeschwindigkeit im Sediment, berechnet aus der gemessenen Laufzeit und dem Laufweg des P-Wellensignals (Berechnungsformel (3.10)).
- Die natürliche Radioaktivität des Sediments, die zur Zeit nur für den Kern 23487-4 vorliegt. Sie wird in der Zukunft aber standardmäßig zu den Logging-Daten hinzukommen, nachdem die Problematik ihrer Kalibrierung zufriedenstellend gelöst werden kann.

Die Karte in Abb. 5.2 gibt einen Überblick der Sedimentkernpositionen, an denen im Rahmen dieser Arbeit mit dem Logging-System gemessen wurde. Die detaillierten Informationen über die Sedimentkerne enthält die Tabelle in Anhang A3. Alle Kerne sind Schwere- oder Kolbenlotkerne, die sich wegen ihrer zylindrischen Außenform besonders für Messungen am Logger eignen. Wie in der Karte zu erkennen ist, stammt die Mehrzahl der Kerne aus drei Regionen des nördlichen Nordatlantiks: Rockall-Plateau, Vöring-Plateau und Grönlandsee. Diesen Kernen gilt auch das Hauptinteresse der Datenauswertung bzgl. der Akustostratigraphie und der Zeitreihenanalyse.

5.2 Sedimenteigenschaften

5.2.1 Porosität, Wassergehalt und Trockendichte

Die Porosität eines Sediments ist laut Definition der prozentuale Anteil von Porenräumen im Gesamtvolumen des Sediments. In der Realität sind nicht alle diese Porenräume mit Meerwasser gefüllt. Diesbezüglich wird in der Sedimentologie von Interporosität (wassergefüllt) und Intraporosität (luftgefüllt) gesprochen. Das Verhältnis Interporosität/Intraporosität kann z.B. bei Foraminiferensand 1:1 betragen. Mit zunehmender Auflösung von Kalkschalern verschwindet immer mehr Intraporosität, d.h., dieses Verhältnis wird immer größer (Schlanger et al., 1973).

Multi-Sensor-Kern-Logging Stationen im Nordatlantik

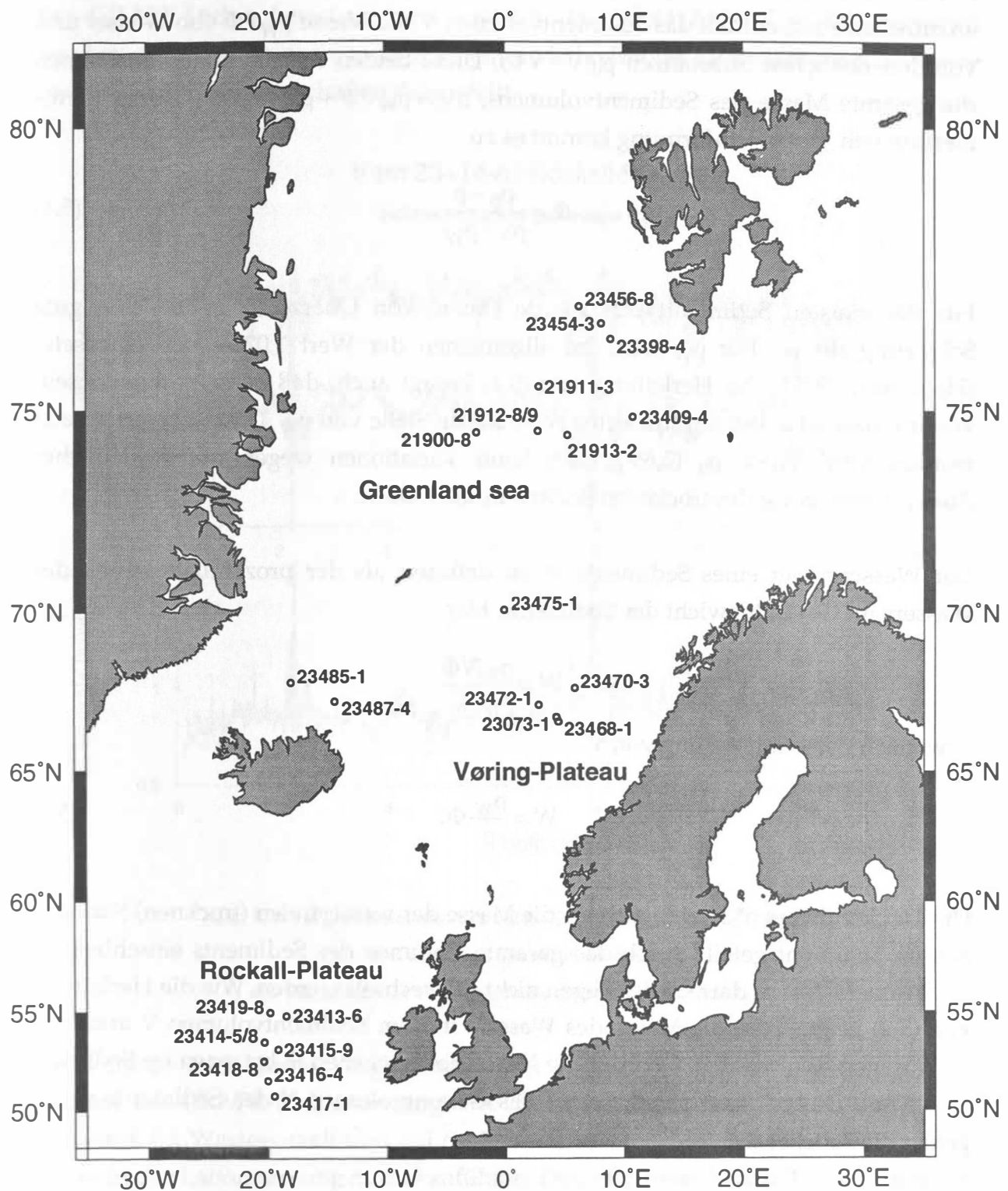


Abb. 5.2 Kernpositionen, an denen mit dem Multi-Sensor-Kern-Logger gemessen wurde

Sei Φ und ρ die Porosität bzw. Feuchtdichte des Sediments, ist in einem beliebigen Sedimentvolumen V der von Porenräumen belegte Anteil $V\Phi$. Die Masse dieses Volumens ist ρV . Seien ρ_W und ρ_0 die Dichte des Meerwassers bzw. der wasserfreien Substanzen, unter der Annahme, daß nur wassergefüllte Porenräume im Sediment anzutreffen sind, enthält das Sedimentvolumen V die Masse $\rho_W V\Phi$ von Wasser und von den restlichen Substanzen $\rho_0(V - V\Phi)$. Diese beiden Anteile bilden zusammen die gesamte Masse des Sedimentvolumens, $\rho V = \rho_W V\Phi + \rho_0(V - V\Phi)$. Durch Eliminierung von V und Umformung kommt es zu

$$\Phi = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0 - \rho_W}. \quad (5.1)$$

Für die meisten Sedimenttypen ist die Dichte von Quarz $2,65 \text{ g/cm}^3$ eine gute Schätzung für ρ_0 . Für ρ_W wird im allgemeinen der Wert $1,025 \text{ g/cm}^3$ eingesetzt (Hamilton, 1971). Die Herleitung von (5.1) besagt auch, daß beim Vorhandensein von Intraporosität ein modifizierter Wert an die Stelle von ρ_W ($1,025 \text{ g/cm}^3$) gesetzt werden muß. Auch ρ_0 ($2,65 \text{ g/cm}^3$) kann Variationen wegen unterschiedlicher Zusammensetzung des trockenen Sediments aufweisen.

Der Wassergehalt eines Sediments W ist definiert als der prozentuale Anteil des Wassers im Gesamtgewicht des Sediments, hier

$$W = \frac{\rho_W V\Phi}{\rho V}$$

bzw. nach der Eliminierung von V

$$W = \frac{\rho_W}{\rho} \Phi. \quad (5.2)$$

Die Trockendichte ρ^* ist definiert als die Masse der wasserfreien (trocknen) Substanzen im Sediment geteilt durch das gesamte Volumen des Sediments einschließlich des Wassers. Mit ρ_0 darf sie deswegen nicht verwechselt werden. Wie die Herleitung von (5.2) zeigt, kann die Masse des Wassers in dem Sedimentvolumen V auch mit $\rho_W V\Phi$ angegeben werden. Dann ist die Masse der trockenen Substanzen im Sediment $\rho V - \rho_W V\Phi$. Diese Masse geteilt durch das Gesamtvolumen V des Sediments ergibt genau die Trockendichte

$$\rho^* = \rho(1 - W). \quad (5.3)$$

Mit den obigen Formeln lassen sich drei weitere wichtige Sedimenteigenschaften aus der Feuchtdichte des Sediments, die i. d. R. durch die am Logger gemessene GRAPE-Dichte ersetzt werden kann, berechnen. An dem Kern 23414-8 werden die Porosität, der Wassergehalt und die Trockendichte gemäß der obigen Beziehung aus der GRAPE-Dichte berechnet und grafisch dargestellt (Abb. 5.3). Im Vergleich werden ebenfalls die nach konventionellen Methoden im Labor gemessenen Werte der drei Sedimenteigenschaften dargestellt.

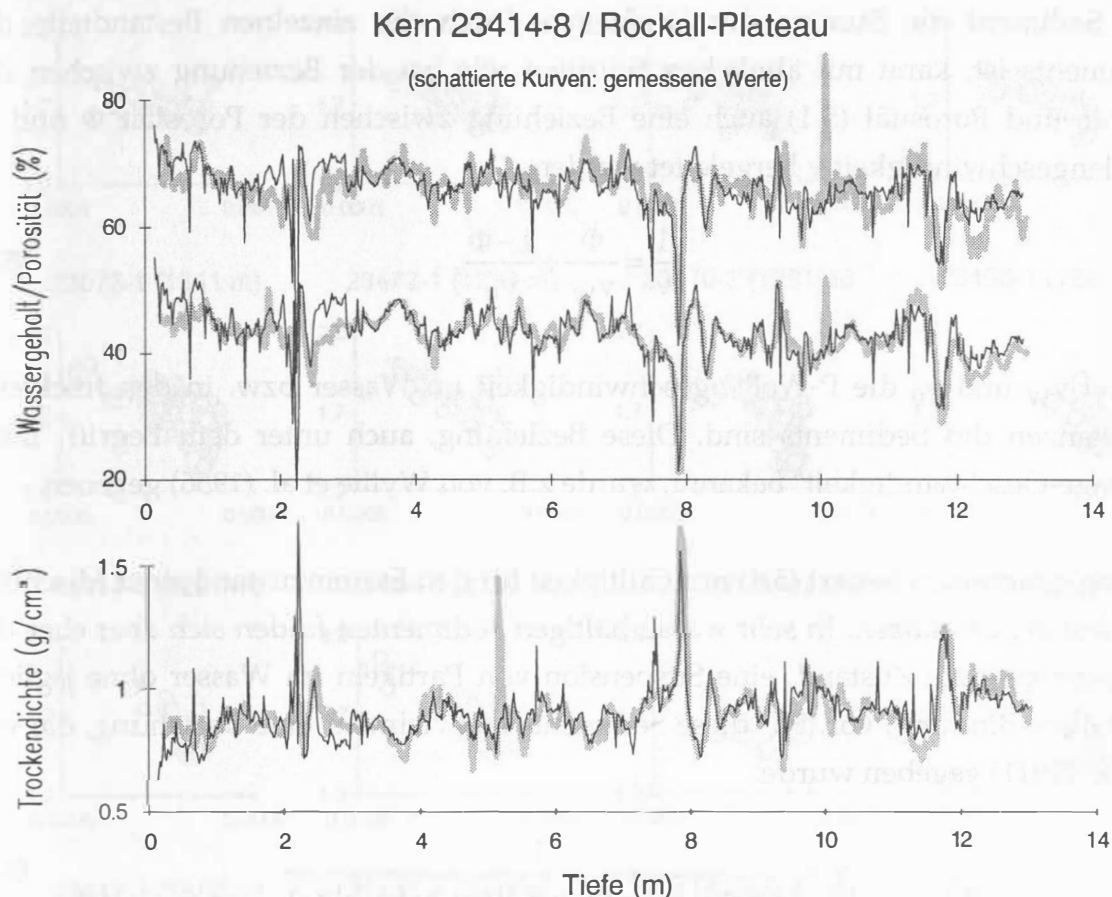


Abb. 5.3 Vergleich der aus der GRAPE-Dichte berechneten Werte
mit den im Labor gemessenen Werten
der Porosität, des Wassergehalts und der Trockendichte

Der Fehlerbereich dieser Vergleichsmessung liegt in der gleichen Größenordnung wie bei der GRAPE-Dichtemessung. Die drei starken Maxima auf ca. 10 m in der Porosität, im Wassergehalt und auf ca. 5 m in der Trockendichte sind auf die Meßfehler in der Labormessung zurückzuführen. Denn bei einer hohen Trockendichte ist ein niedriger Wassergehalt bzw. eine niedrige Porosität zu erwarten, und ein hoher Wassergehalt bzw. eine hohe Porosität entspricht einer niedrigen Trockendichte. Diese Entsprechung kann bei allen drei Maxima nicht beobachtet werden.

5.2.2 Beziehung zwischen P-Wellengeschwindigkeit und Dichte

Das P-Wellensignal durchläuft im Sediment feuchten Zustands ein Gemisch aus festen Substanzen und Porenräumen, die teils mit Luft (Intraporenräume) und teils mit Wasser (Interporenräume) gefüllt sind. Es existiert also eine Beziehung zwischen der Porosität des Sediments und P-Wellengeschwindigkeit im Sediment.

Ausgehend von der Annahme, daß die gesamte Laufzeit des P-Wellensignals durch das Sediment die Summe der Laufzeiten durch die einzelnen Bestandteile des Sediments ist, kann mit ähnlichen Schritten wie bei der Beziehung zwischen der Dichte und Porosität (5.1) auch eine Beziehung zwischen der Porosität Φ und P-Wellengeschwindigkeit v hergeleitet werden,

$$\frac{1}{v} = \frac{\Phi}{v_W} + \frac{1-\Phi}{v_0}, \quad (5.4)$$

wobei v_W und v_0 die P-Wellengeschwindigkeit im Wasser bzw. in den trockenen Substanzen des Sediments sind. Diese Beziehung, auch unter dem Begriff "time-average-Geschwindigkeit" bekannt, wurde z.B. von Wyllie et al. (1956) gegeben.

Streng genommen besitzt (5.4) nur Gültigkeit für den Extremzustand einer Mischung aus festen Substanzen. In sehr wasserhaltigen Sedimenten finden sich aber eher der entgegengesetzte Zustand, eine Suspension von Partikeln im Wasser ohne jegliche kristalline Bindung, vor. Für diese Sedimente gilt vielmehr eine Beziehung, die von Wood (1941) gegeben wurde:

$$v = \frac{1}{\sqrt{(\Phi\rho_W + (1-\Phi)\rho_0)(\Phi\chi_W + (1-\Phi)\chi_0)}} \quad (5.5)$$

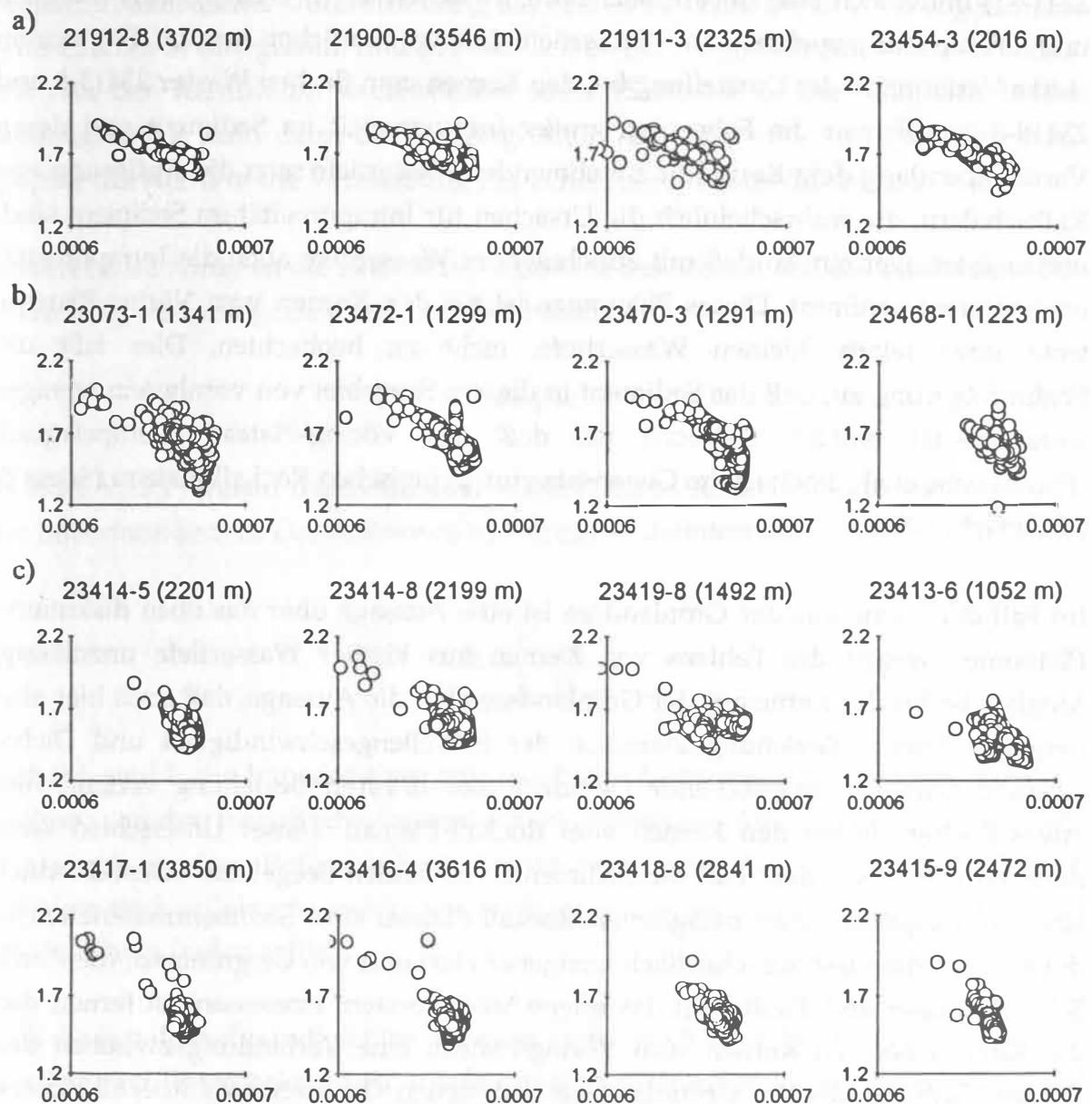
mit χ_W und χ_0 , der Kompressibilität des Wassers bzw. des trockenen Sediments.

Für die Beschreibung der meisten Sedimente ist eine Mixtur beider Zustände die geeignetste Lösung, was von Nobes (1989) gegeben wurde:

$$\frac{1}{v} = \frac{\Phi}{v_1} + \frac{1-\Phi}{v_2}. \quad (5.6)$$

Hierin wird für v_1 die Beziehung (5.5) und für v_2 (5.4) eingesetzt. Über die Beziehung (5.1) zwischen der Dichte und Porosität besteht nun auch die Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte.

In Abb. 5.4 wird der Zusammenhang zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte für Sedimente aus dem nördlichen Nordatlantik auf empirischer Basis gezeigt. Wegen der expliziten Abhängigkeit der Porosität Φ vom Kehrwert der P-Wellengeschwindigkeit ($1/v$) wird hier die Dichte, laut (5.1) direkt von der Porosität linear abhängig, gegen den Kehrwert der Geschwindigkeit aufgetragen.



Abszisse: Kehrwert p-Wellengeschwindigkeit (s/m); Ordinate: Dichte (g/cm^3)
(Angabe in den Klammern: Wassertiefe)

Abb. 5.4 Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte
für Kerne aus verschiedener Wassertiefe von
a) Grönlandsee, b) Vöring-Plateau und c) Rockall-Plateau

Nur einige aller verfügbaren Kernen aus der Grönlandsee wurden hier dargestellt, weil sich alle Kurven aus diesem Seegebiet sehr ähneln. Dagegen werden alle Kerne vom Vöring- und Rockall-Plateau, von rechts nach links nach der Wassertiefe der Kerne geordnet, gezeigt.

Bei den Kernen vom Rockall-Plateau (23414-8, 23414-5, 23415-9, 23418-8, 23416-4, 23417-1) bildet sich eine lineare Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte mit zunehmender Wassertiefe immer deutlicher heraus. Die extrem starke Variation in der Darstellung bei den Kernen vom flachen Wasser 23413-6 und 23419-8 ist offenbar die Folge von großer Intraporosität im Sediment und deren Variation entlang dem Kern. Mit zunehmender Wassertiefe setzt die Auflösung von Kalkschalern, die wahrscheinlich die Ursachen für Intraporosität im Sediment sind, immer intensiver ein, so daß mit zunehmender Wassertiefe auch die Intraporosität im Sediment abnimmt. Dieses Phänomen ist bei den Kernen vom Vöring-Plateau, trotz ihrer relativ kleinen Wassertiefe, nicht zu beobachten. Dies läßt die Schlußfolgerung zu, daß das Sediment in diesem Seegebiet von vornherein weniger Intraporosität enthält. Tatsache ist, daß das Vöring-Plateau hemipelagisch (Pfannkuche et al., 1993) ist, im Gegensatz zum pelagischen Rockall-Plateau (Suess & Altenbach, 1992).

Im Fall der Kerne aus der Grönlandsee ist eine Aussage über das oben diskutierte Phänomen wegen des Fehlens von Kernen aus kleiner Wassertiefe unzulässig. Möglich ist für die Kerne aus der Grönlandsee aber die Aussage, daß auch hier eine deutliche lineare Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte existiert. Nur die entsprechende Gerade dieser linearen Beziehung verläuft hier etwas flacher als bei den Kernen vom Rockall-Plateau. Dieser Unterschied kann dadurch erklärt werden, daß die Sedimente der beiden Seegebiete unterschiedlich sind. Im Gegensatz zum pelagischen Rockall-Plateau sind Sedimentmaterialien in der Grönlandsee fast ausschließlich terrigener Herkunft von Ostgrönland, die durch Schmelzwässer und Treibeis in das offene Meer geraten. Interessant ist ferner, daß die Kurven bei den Kernen vom Vöring-Plateau eine Verbindung zwischen den flachen Geraden aus der Grönlandsee und steilen Geraden vom Rockall-Plateau darstellen. Im Bereich niedriger Dichte noch steil verlaufend, knicken die "Geraden" vom Vöring-Plateau zur höheren Dichte hin allmählich in die flache Position, was mit der hemipelagischen Lage dieses Seegebietes in Einklang steht. Denn die terrigenen Einträge haben höhere (Geradentyp "Grönlandsee") und die pelagialen Sedimente niedrige Dichte (Geradentyp "Rockall-Plateau").

5.3 Synthetische Seismogramme

Einer der Anwendungsbereiche von Logging-Daten ist die Akustostratigraphie zur Kalibrierung von seismischen Meßprofilen. Dabei werden aus der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte eines Kerns die akustischen Eigenschaften des Sediments entlang der Tiefe abgeleitet. Damit wird das Verhaltensmuster des Sediments gegenüber akustischer Durchstrahlung theoretisch berechnet, was in ein sogenanntes synthetisches Seismogramm mündet, das sich im Seismogramm eines Sedimentecholots nah der Kernstation wiederfinden sollte (Sadi, 1980). Der Vergleich beider Seismogramme kann dann die Logging-Daten samt der evtl. vorliegenden Strati-graphie des Kerns in die Vermessung des Echolots einbinden (Mienert, 1986).

Konkret wird zunächst die akustische Impedanz des Sediments I als das Produkt der P-Wellengeschwindigkeit v und Dichte ρ berechnet,

$$I = \rho v. \quad (5.7)$$

In einer von P-Wellen durchstrahlten Materie treten Reflexionen dort auf, wo sich die Impedanz ändert. Der Reflexionskoeffizient R , definiert als

$$R = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}, \quad (5.8)$$

wobei I_1 und I_2 die Impedanz vor bzw. nach der Änderung sind, zeigt das Maß der Reflexion an der Trennfläche des Impedanzkontrasts an. Aus der Tiefe im Sediment mit einem großen Reflexionskoeffizienten wird also das P-Wellensignal eines Echolots stark reflektiert, was in den Meßprofilen in einem sichtbaren Reflektor den Niederschlag finden sollte.

Daß die Schallgeschwindigkeiten auf einer Tiefe durch die P-Wellengeschwindigkeit der Logging-Daten bekannt ist, macht die genaue Berechnung der Zweiweglaufzeit ("two-way-travel time") der P-Welle von einem beliebig definierbaren Nullpunkt zu einer bestimmten Tiefe möglich. Es ist die Zeit, die von dem Signal benötigt wird, um vom Nullpunkt zu der Tiefe zu gelangen und nach der Reflexion dort wieder zum Nullpunkt zurückzukehren. Das bedeutet, daß jede Tiefe im Sediment einer Zweiweglaufzeit eindeutig zuzuordnen ist. Ein Vergleich der Logging-Daten mit den Meßprofilen eines Sedimentecholots ist nach der Verknüpfung der Tiefe und Zweiweglaufzeit direkt durchführbar.

Um aus den Logging-Daten das akustische Verhalten des Sediments aber möglichst komplett wiederzugeben, wird anhand des berechneten Reflexionskoeffizienten entlang dem Kern die Situation der Vermessung mit einem Sedimentecholot simuliert. Dabei wird das Meßprofil vorgezeichnet, welches theoretisch durch die Eingabe eines akustischen Signals mit der im Echolot verwendeten Frequenz in den Kern zustandegekommen wäre. Am Ende entsteht das synthetische Seismogramm.

Zur Herleitung eines synthetischen Seismogramms wird im SFB 313 ein vorhandenes Computerprogramm benutzt. Der Algorithmus ist die Konvolution eines Eingangssignals mit der gewünschten Frequenz (z.B. 4 kHz) mit der Folge von Reflexionskoeffizienten, die das Programm intern aus den P-Wellengeschwindigkeits- und Dichtewerten berechnet. Für diesen Algorithmus wird eine vereinfachte Form der seismischen Modellierung angenommen, nämlich, daß Multiplen von Reflektoren vernachlässigt werden. Selbstverständlich ist von den der Zweiweglaufzeit zugeordneten Tiefenintervallen der Reflexionskoeffizienten, deren Kehrwerte die Abtastfrequenz repräsentieren, das Nyquist-Theorem einzuhalten, wenn das synthetische Seismogramm aus der Konvolution auch korrekt sein soll. Hier kommt die hohe Auflösung der Logging-Daten voll zur Geltung. Für 2 cm (Meßabstand der Logging-Daten) braucht ein P-Wellensignal mit der Geschwindigkeit von z.B. 1470 m/s eine Zweiweglaufzeit von 28 μ s, was einer Abtastfrequenz von 36 kHz ($1/28 \mu$ s) entspricht. Die Nyquist-Frequenz ist demnach 18 kHz beim vorliegenden Tiefenintervall der Reflexionskoeffizienten, d.h., bis zu dieser Frequenz können die Eingangssignale für synthetische Seismogramme gehen. Somit liefern die Logging-Daten eine solide Basis für die Modellierung.

Die seismische Modellierung mit synthetischen Seismogrammen wird in diversen Lehrbüchern und wissenschaftlichen Arbeiten detailliert erläutert (z.B. Robinson & Treitel, 1983). Darüber hinaus laufen im SFB 313 weitere Doktorarbeiten, die u.a. auch diese Thematik behandeln (z.B. Hollender, i. Vorb.). Vor diesem Hintergrund wird hier nur das Prinzip der Akustostratigraphie durch ein Beispiel aufgezeigt.

Es ist der Kern 23409-4 von der Fahrt Meteor 17/2 (Chi & Mienert, 1992). Aus der Aufzeichnung des auf dem FS Meteor installierten Parasound-Sedimentecholots aus der Nähe der Kernstation wird eine Spur ausgewählt und dem synthetischen Seismogramm aus den Logging-Daten des Kerns gegenübergestellt (Abb. 5.5). Die Logging-Daten sind ebenfalls in der Abbildung aufgenommen, wo die Tiefenachse in die Zweiweglaufzeit umgewandelt wurde.

Zwei starke Reflektoren im Meeresboden, die einen Bereich erhöhter magnetischer Suszeptibilität abgrenzen, können eindeutig identifiziert werden (schwarze Markierungen in Abb. 5.5). Daß die Logging-Daten nicht den in-situ-Zustand des Sediments kennzeichnen, spielt dabei keine Rolle, denn hier wurde nur anhand des aus den Logging-Daten berechneten synthetischen Seismogramms eine qualitative Zuordnung der seismischen Reflektoren durchgeführt. Gleichwohl ist es natürlich nicht zulässig, die Logging-Daten ohne eine entsprechende Korrektur direkt in die im Parasound-Seismogramm erkennbaren Meeresbodenschichten zu übertragen.

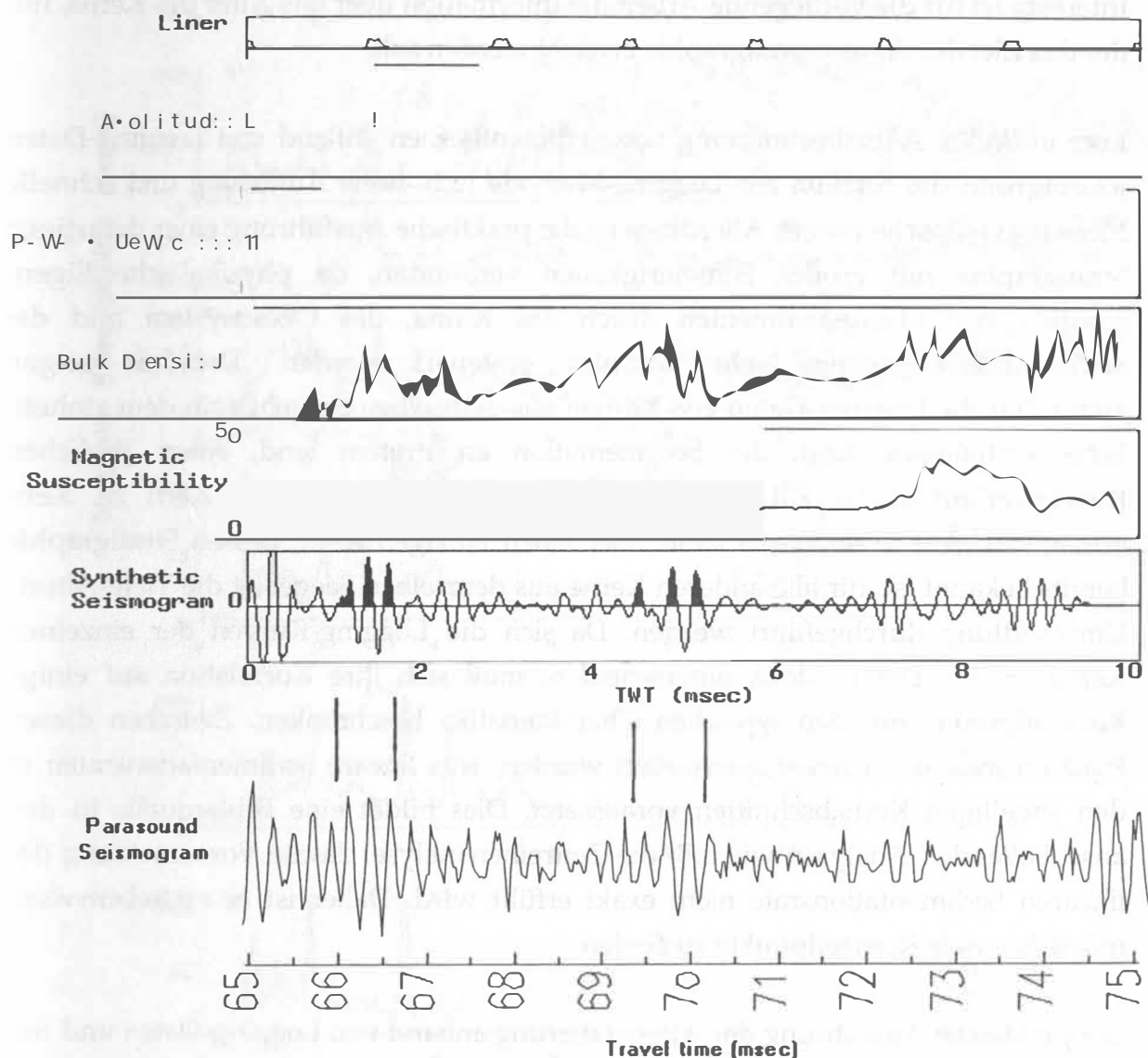


Abb. 5.5 Verknüpfung eines Parasound-Seismogramms mit dem aus den Logging-Daten berechneten synthetischen Seismogramm
(Kernstation 23409-4, Meteor-Fahrt 17/2)

5.4 Zeitreihenanalyse

5.4.1 Tiefe-Alters-Umwandlung

Im vorangehenden Kapitel ist es gelungen, das synthetische Seismogramm eines Sedimentkerns mit dem Parasound-Seismogramm aus der Umgebung der Kernstation zu verknüpfen. Als nächstes können dann weitere Informationen des Kerns in die seismischen Meßprofile übertragen werden, nachdem sedimentologische Untersuchungen an dem Kern vorgenommen worden sind. Von besonderem Interesse ist für die vorliegende Arbeit die Information über das Alter des Kerns, mit der das Ziel der Akustostratigraphie erreicht werden soll.

Eine indirekte Altersbestimmung von Sedimentkernen anhand von Logging-Daten ist aufgrund der Stärken der Logging-Methode (z.B. hohe Auflösung und schnelle Messung) wünschenswert. Allerdings ist die praktische Ausführung einer derartigen Stratigraphie mit großen Schwierigkeiten verbunden, da physikalische Eigenschaften von Meeressedimenten durch das Klima, das Ozeansystem und die Sedimentationsvorgänge sehr komplex gesteuert werden. Dennoch zeigen zumindest die Logging-Daten von Kernen aus demselben Seegebiet, in dem einheitliche Verhältnisse bzgl. der Sedimentation anzutreffen sind, einen ähnlichen Kurvenverlauf (siehe z.B. Abb 5.6), was die Korrelation von Kern zu Kern ermöglicht. Auf diese Weise kann über einen einzigen Kern, dessen Stratigraphie bereits bekannt ist, für alle anderen Kerne aus demselben Seegebiet die Tiefe-Alters-Umwandlung durchgeführt werden. Da sich die Logging-Kurven der einzelnen Kerne in den Details doch unterscheiden, muß sich ihre Korrelation auf einige Kontrollpunkte mit den typischen Charakteristika beschränken. Zwischen diesen Punkten muß dann linear interpoliert werden, was lineare Sedimentationsraten in den jeweiligen Kernabschnitten voraussetzt. Dies bildet eine Fehlerquelle in den anschließenden Analysen wie z.B. die Zeitreihenanalyse, da die Voraussetzung der linearen Sedimentationsrate nicht exakt erfüllt wird. Daher ist es erstrebenswert, möglichst viele Kontrollpunkte zu finden.

Die praktische Ausführung der Altersdatierung anhand von Logging-Daten und der anschließenden Zeitreihenanalyse soll am Beispiel des Rockall-Plateaus demonstriert werden. Aus diesem Seegebiet werden nach den Kriterien der Eindringtiefe sowie Kernqualität sieben Schwere- bzw. Kolbenlotkerne, die mit dem Logger gemessen wurden, für die weitere Untersuchung ausgewählt (Abb. 5.6 a - c).

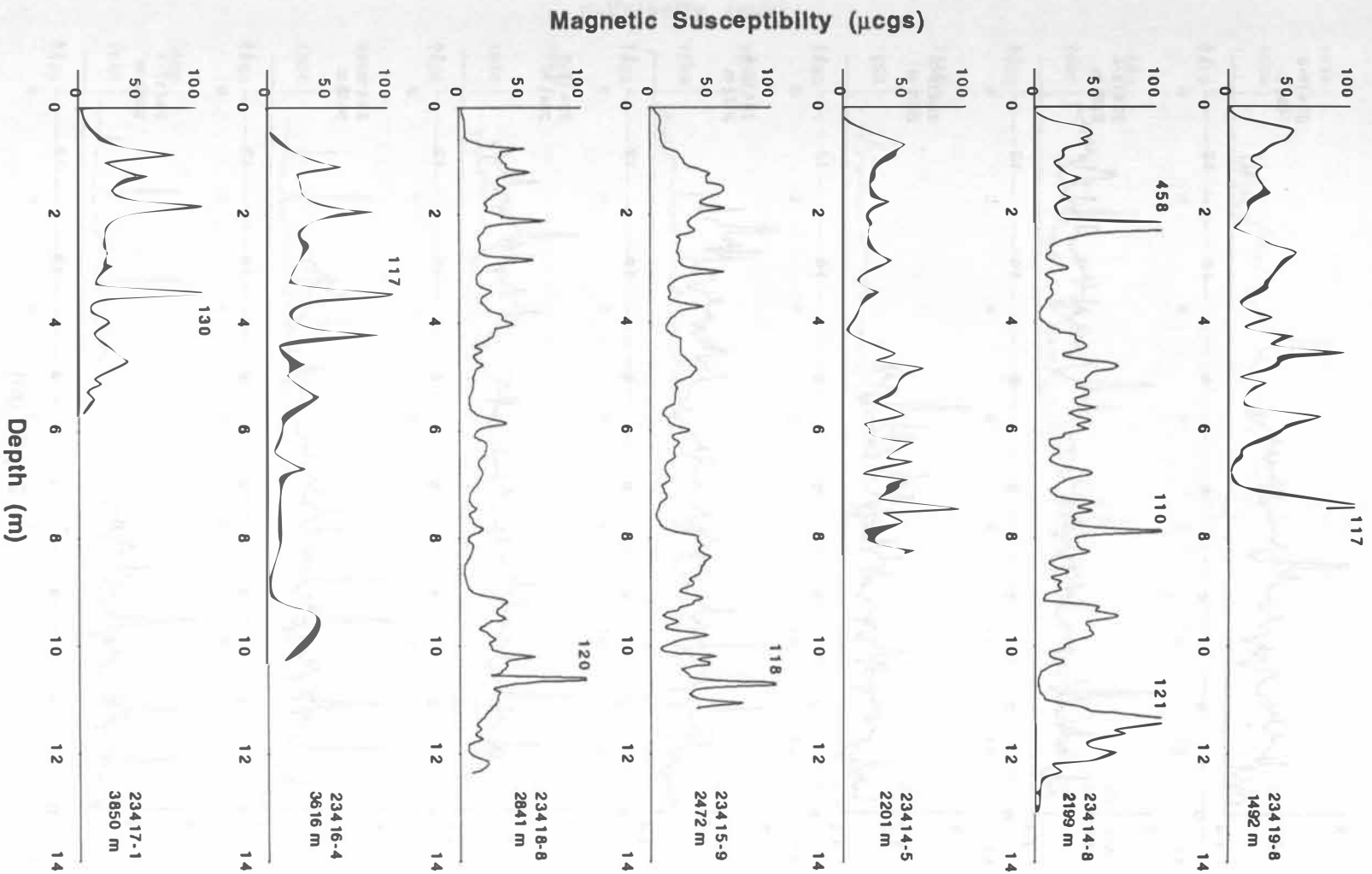


Abb. 5.6 a) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen die Tiefe:
Magnetische Suszeptibilität

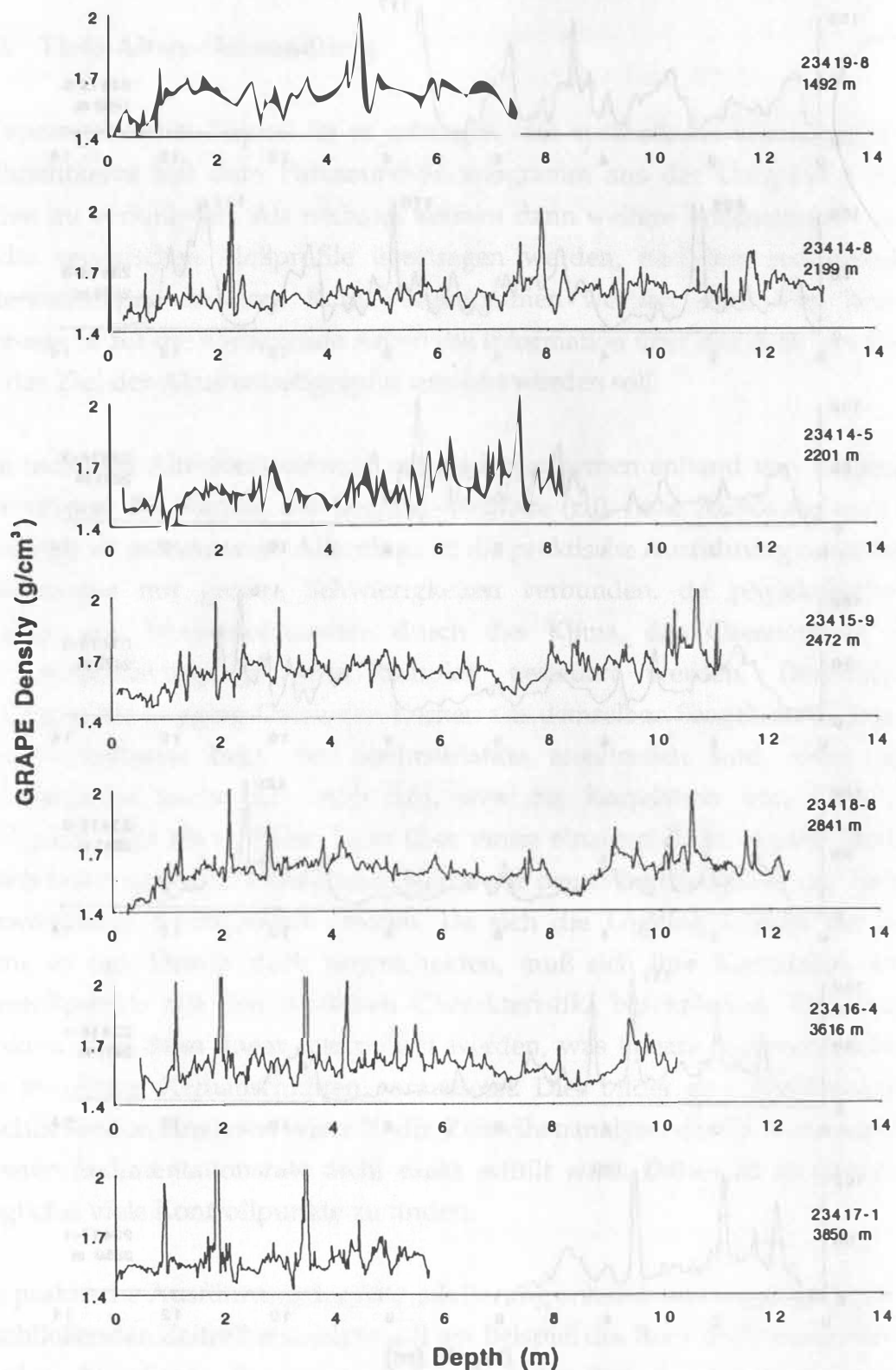


Abb. 5.6 b) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen die Tiefe:
Dichte

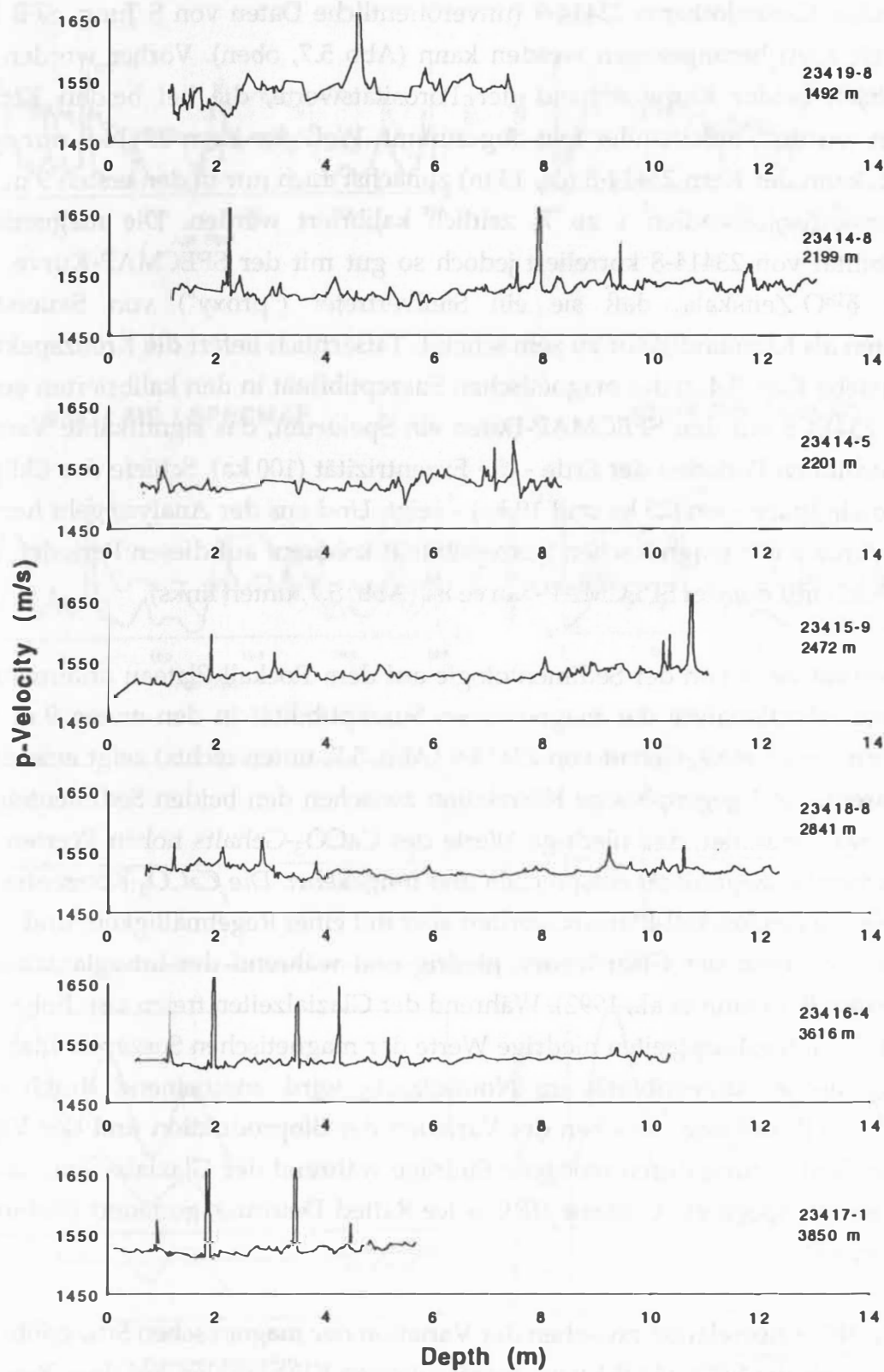


Abb. 5.6 c) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen die Tiefe:
P-Wellengeschwindigkeit

Der Ausgangspunkt der Tiefe-Alters-Umwandlung der Kerne vom Rockall-Plateau ist der Kern 23414-8, für den die $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie des von derselben Station stammenden Kastenlotkerns 23414-9 (unveröffentlichte Daten von S. Jung, SFB 313, Universität Kiel) herangezogen werden kann (Abb 5.7, oben). Vorher werden die Tiefenachsen beider Kerne anhand der Porositätswerte, die bei beiden Kernen gemessen wurden, aufeinander fein abgestimmt. Weil der Kern 23414-9 nur etwa 9 m mißt, kann der Kern 23414-8 (ca. 13 m) zunächst auch nur in den ersten 9 m, für die Sauerstoffisotopstadien 1 zu 7, zeitlich kalibriert werden. Die magnetische Suszeptibilität von 23414-8 korreliert jedoch so gut mit der SPECMAP-Kurve, der globalen $\delta^{18}\text{O}$ -Zeitskala, daß sie ein Stellvertreter ("proxy") von Sauerstoffisotopdaten als Klimaindikator zu sein scheint. Tatsächlich liefert die Kreuzspektralanalyse (siehe Kap. 5.4.2) der magnetischen Suszeptibilität in den kalibrierten ersten 9 m von 23414-8 mit den SPECMAP-Daten ein Spektrum, das signifikante Varianz auf den orbitalen Perioden der Erde - die Exzentrizität (100 ka), Schiefe der Ekliptik (41 ka) sowie Präzession (23 ka und 19 ka) - zeigt. Und aus der Analyse geht hervor, daß die Varianz der magnetischen Suszeptibilität kohärent auf diesen Perioden und phasengleich mit der der SPECMAP-Kurve ist (Abb. 5.7, unten links).

Dieser Befund wird von der Sedimentologie auf dem Rockall-Plateau untermauert. Die Kreuzspektralanalyse der magnetischen Suszeptibilität in den ersten 9 m von 23414-8 mit dem CaCO_3 -Gehalt von 23414-9 (Abb. 5.7, unten rechts) zeigt eine deutlich kohärente und gegenphasige Korrelation zwischen den beiden Sedimenteigenschaften, was bedeutet, daß niedrige Werte des CaCO_3 -Gehalts hohen Werten der magnetischen Suszeptibilität entsprechen und umgekehrt. Die CaCO_3 -Konzentration in Sedimenten des Rockall-Plateaus variiert aber mit einer Regelmäßigkeit, und zwar scheint sie während der Glazialzeiten niedrig und während der Interglazialzeiten hoch zu sein (Baumann et al., 1992). Während der Glazialzeiten treten also hohe und während der Interglazialzeiten niedrige Werte der magnetischen Suszeptibilität auf. Die magnetische Suszeptibilität im Nordatlantik wird anscheinend durch eine gegenphasige Beziehung zwischen der Variation der Bioproduktion und der Variation ihrer Verdünnung durch terrigene Einträge während der Glazialzeiten, hauptsächlich eis-transportierte Gesteine (IRD = Ice Rafted Detritus), gesteuert (Robinson & McCave, 1994).

Die festgestellte Korrelation zwischen der Variation der magnetischen Suszeptibilität und den durch die SPECMAP-Kurve repräsentierten Klimazyklen auf dem Rockall-Plateau für die Zeit bis zum Stadium 7 wird durch die Annahme erweitert, daß diese auch für die Zeit vor dem Stadium 7 zutrifft.

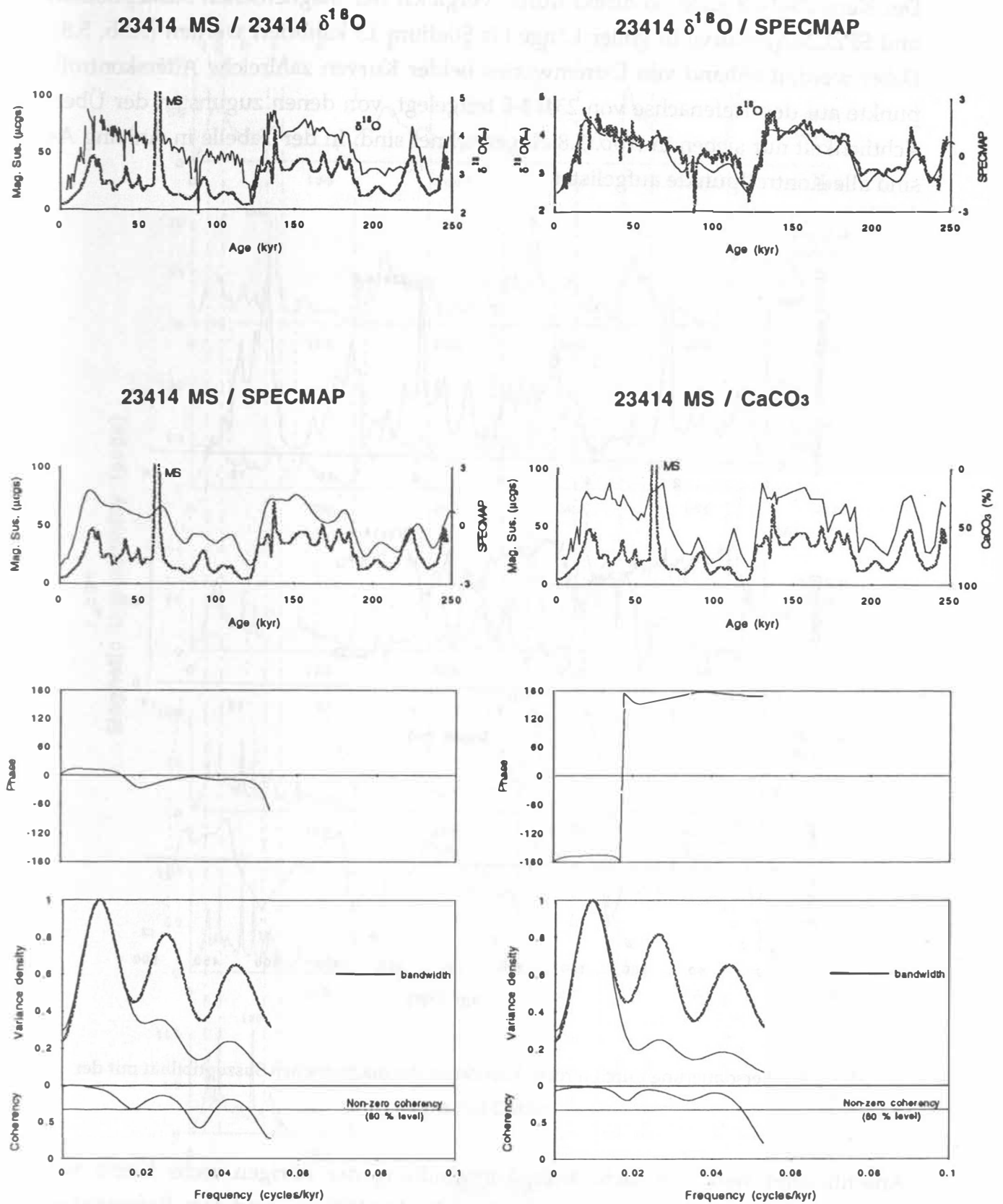


Abb. 5.7 Korrelation zwischen SPECMAP, $\delta^{18}\text{O}$ - sowie CaCO_3 -Gehalt und magnetischer Suszeptibilität; Kreuzspektralanalyse magnetischer Suszeptibilität (schattierte Linien) mit SPECMAP bzw. CaCO_3 -Gehalt

Der Ausgangspunkt der Tiefe-Alters-Umwandlung der Kerne vom Rockall-Plateau ist der Kern 23414-8, für den die $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie des von derselben Station stammenden Kastenlotkerns 23414-9 (unveröffentlichte Daten von S. Jung, SFB 313, Universität Kiel) herangezogen werden kann (Abb 5.7, oben). Vorher werden die Tiefenachsen beider Kerne anhand der Porositätswerte, die bei beiden Kernen gemessen wurden, aufeinander fein abgestimmt. Weil der Kern 23414-9 nur etwa 9 m mißt, kann der Kern 23414-8 (ca. 13 m) zunächst auch nur in den ersten 9 m, für die Sauerstoffisotopstadien 1 zu 7, zeitlich kalibriert werden. Die magnetische Suszeptibilität von 23414-8 korreliert jedoch so gut mit der SPECMAP-Kurve, der globalen $\delta^{18}\text{O}$ -Zeitskala, daß sie ein Stellvertreter ("proxy") von Sauerstoffisotopdaten als Klimaindikator zu sein scheint. Tatsächlich liefert die Kreuzspektralanalyse (siehe Kap. 5.4.2) der magnetischen Suszeptibilität in den kalibrierten ersten 9 m von 23414-8 mit den SPECMAP-Daten ein Spektrum, das signifikante Varianz auf den orbitalen Perioden der Erde - die Exzentrizität (100 ka), Schiefe der Ekliptik (41 ka) sowie Präzession (23 ka und 19 ka) - zeigt. Und aus der Analyse geht hervor, daß die Varianz der magnetischen Suszeptibilität kohärent auf diesen Perioden und phasengleich mit der der SPECMAP-Kurve ist (Abb. 5.7, unten links).

Dieser Befund wird von der Sedimentologie auf dem Rockall-Plateau untermauert. Die Kreuzspektralanalyse der magnetischen Suszeptibilität in den ersten 9 m von 23414-8 mit dem CaCO_3 -Gehalt von 23414-9 (Abb. 5.7, unten rechts) zeigt eine deutlich kohärente und gegenphasige Korrelation zwischen den beiden Sedimenteigenschaften, was bedeutet, daß niedrige Werte des CaCO_3 -Gehalts hohen Werten der magnetischen Suszeptibilität entsprechen und umgekehrt. Die CaCO_3 -Konzentration in Sedimenten des Rockall-Plateaus variiert aber mit einer Regelmäßigkeit, und zwar scheint sie während der Glazialzeiten niedrig und während der Interglazialzeiten hoch zu sein (Baumann et al., 1992). Während der Glazialzeiten treten also hohe und während der Interglazialzeiten niedrige Werte der magnetischen Suszeptibilität auf. Die magnetische Suszeptibilität im Nordatlantik wird anscheinend durch eine gegenphasige Beziehung zwischen der Variation der Bioproduktion und der Variation ihrer Verdünnung durch terrigene Einträge während der Glazialzeiten, hauptsächlich eis-transportierte Gesteine (IRD = Ice Rafted Detritus), gesteuert (Robinson & McCave, 1994).

Die festgestellte Korrelation zwischen der Variation der magnetischen Suszeptibilität und den durch die SPECMAP-Kurve repräsentierten Klimazyklen auf dem Rockall-Plateau für die Zeit bis zum Stadium 7 wird durch die Annahme erweitert, daß diese auch für die Zeit vor dem Stadium 7 zutrifft.

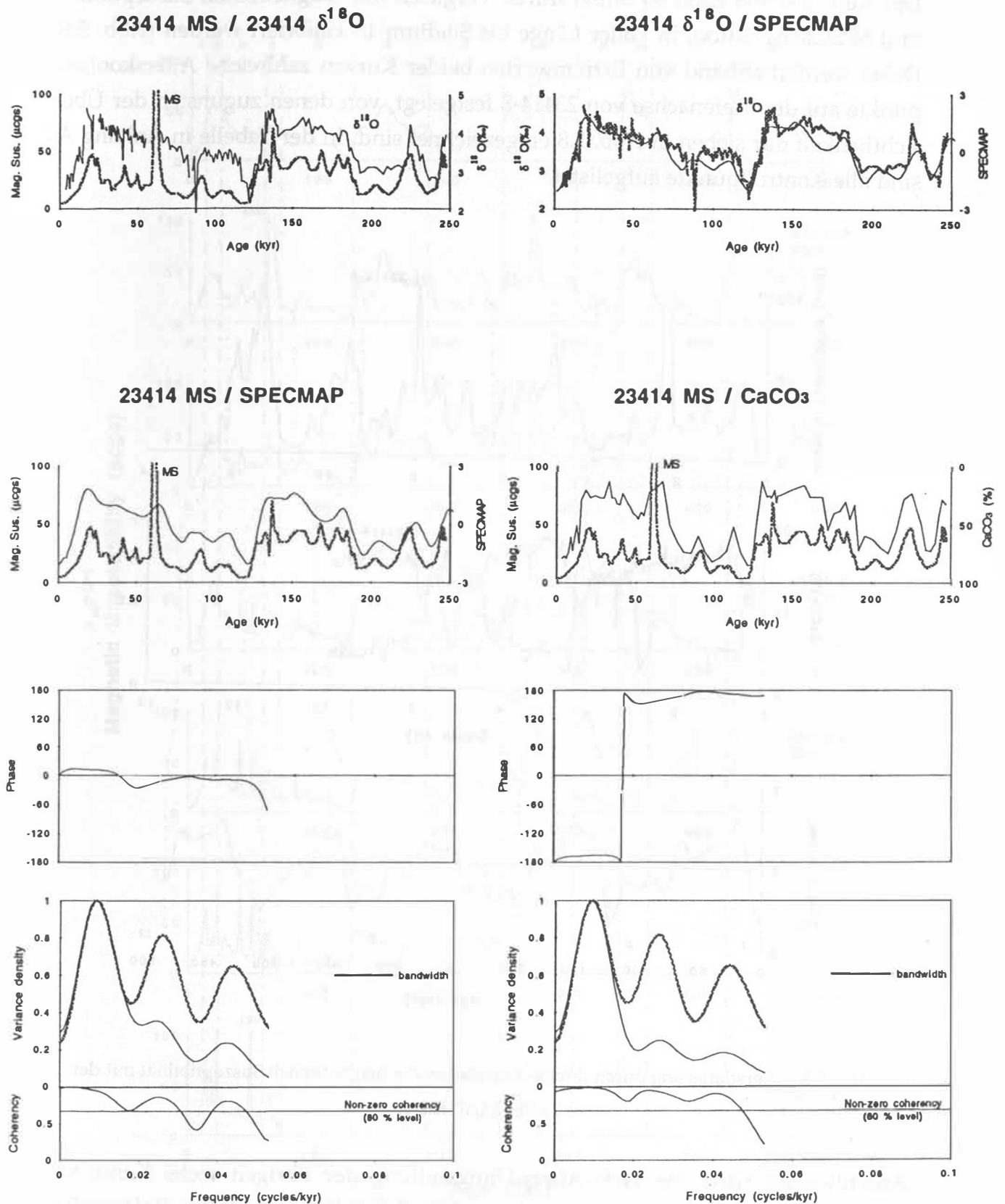


Abb. 5.7 Korrelation zwischen SPECMAP, $\delta^{18}\text{O}$ - sowie CaCO_3 -Gehalt und magnetischer Suszeptibilität; Kreuzspektralanalyse magnetischer Suszeptibilität (schattierte Linien) mit SPECMAP bzw. CaCO_3 -Gehalt

Der Kern 23414-8 kann so direkt durch Vergleich der magnetischen Suszeptibilität und SPECMAP-Kurve in voller Länge bis Stadium 13 kalibriert werden (Abb. 5.8). Dabei werden anhand von Extremwerten beider Kurven zahlreiche Alterskontrollpunkte auf der Tiefenachse von 23414-8 festgelegt, von denen zugunsten der Übersichtlichkeit nur sieben in Abb. 5.8 eingezeichnet sind. In der Tabelle in Anhang A4 sind alle Kontrollpunkte aufgelistet.

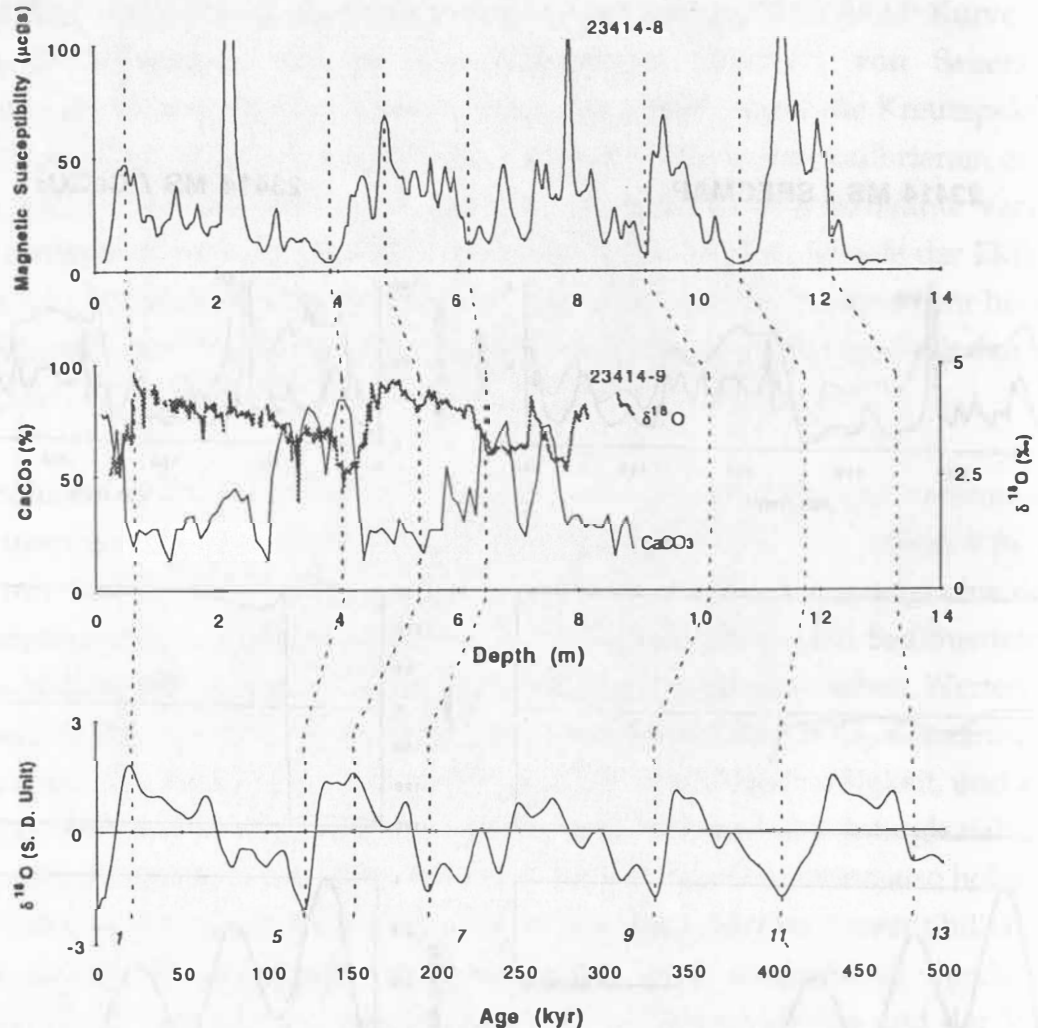


Abb. 5.8 Altersdatierung durch direkte Korrelation der magnetischen Suszeptibilität mit der SPECMAP-Kurve

Anschließend wird die Tiefe-Alters-Umwandlung der übrigen sechs Kerne vom Rockall-Plateau durch Korrelation mit der SPECMAP-Kurve und dem Referenzkern 23414-8 durchgeführt. Die physikalischen Eigenschaften der Kerne vom Rockall-Plateau können nun gegen das Alter dargestellt werden (Abb. 5.9 a - c). Zur Orientierung sind die Sauerstoffisotopstadien oben in der Abbildung eingetragen.

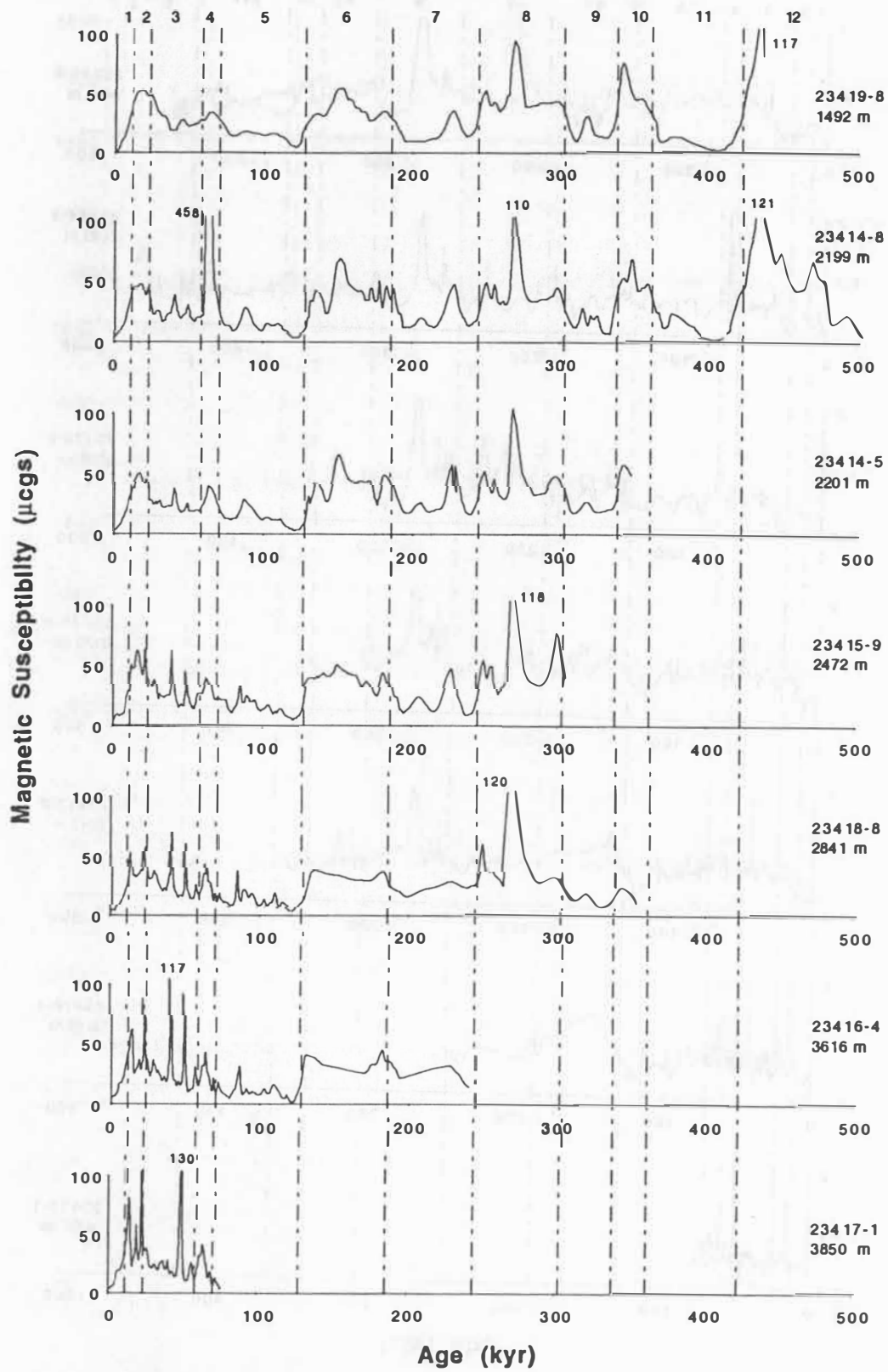


Abb. 5.9 a) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen das Alter:
Magnetische Suszeptibilität

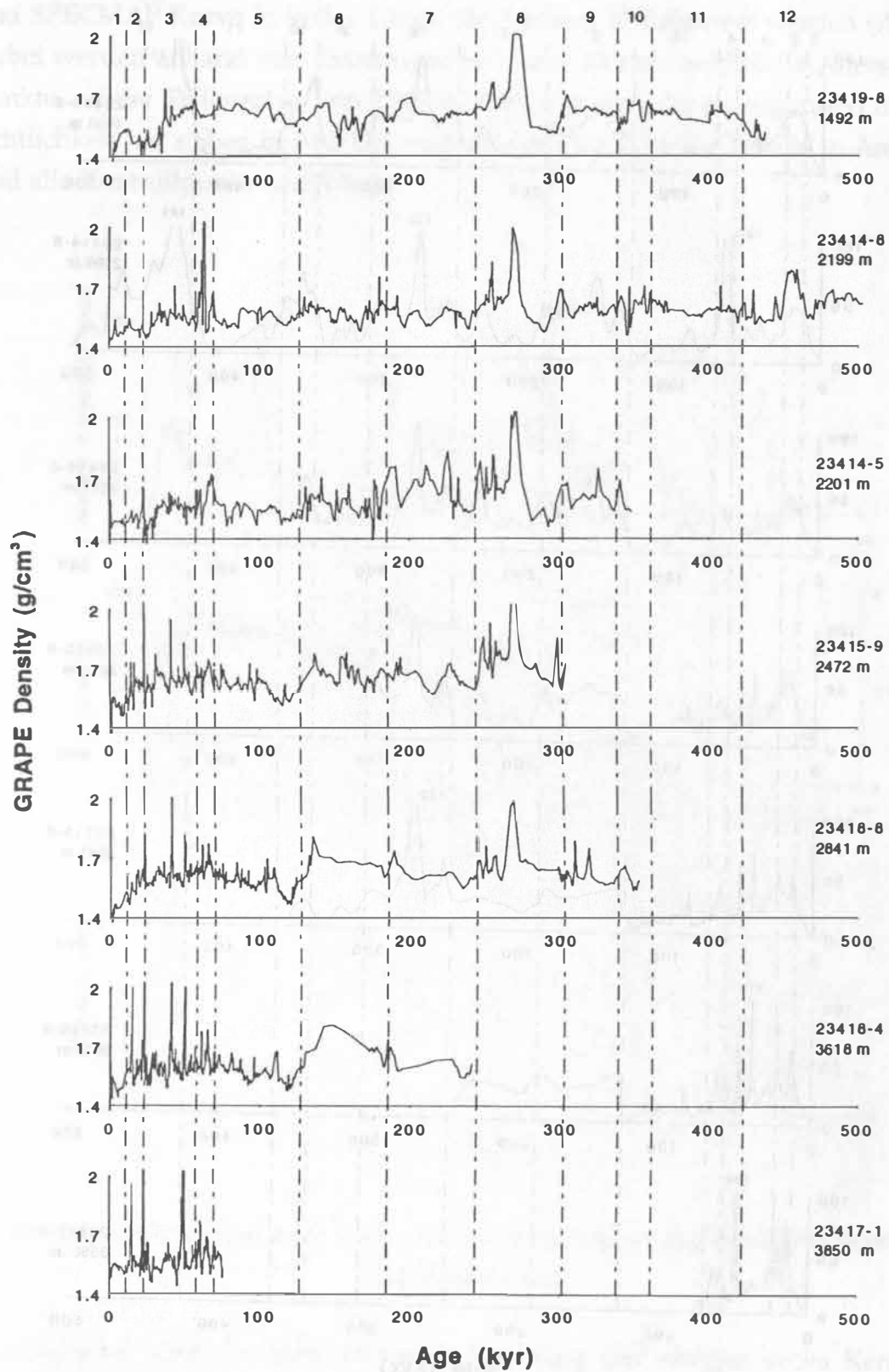


Abb. 5.9 b) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen das Alter:

Dichte

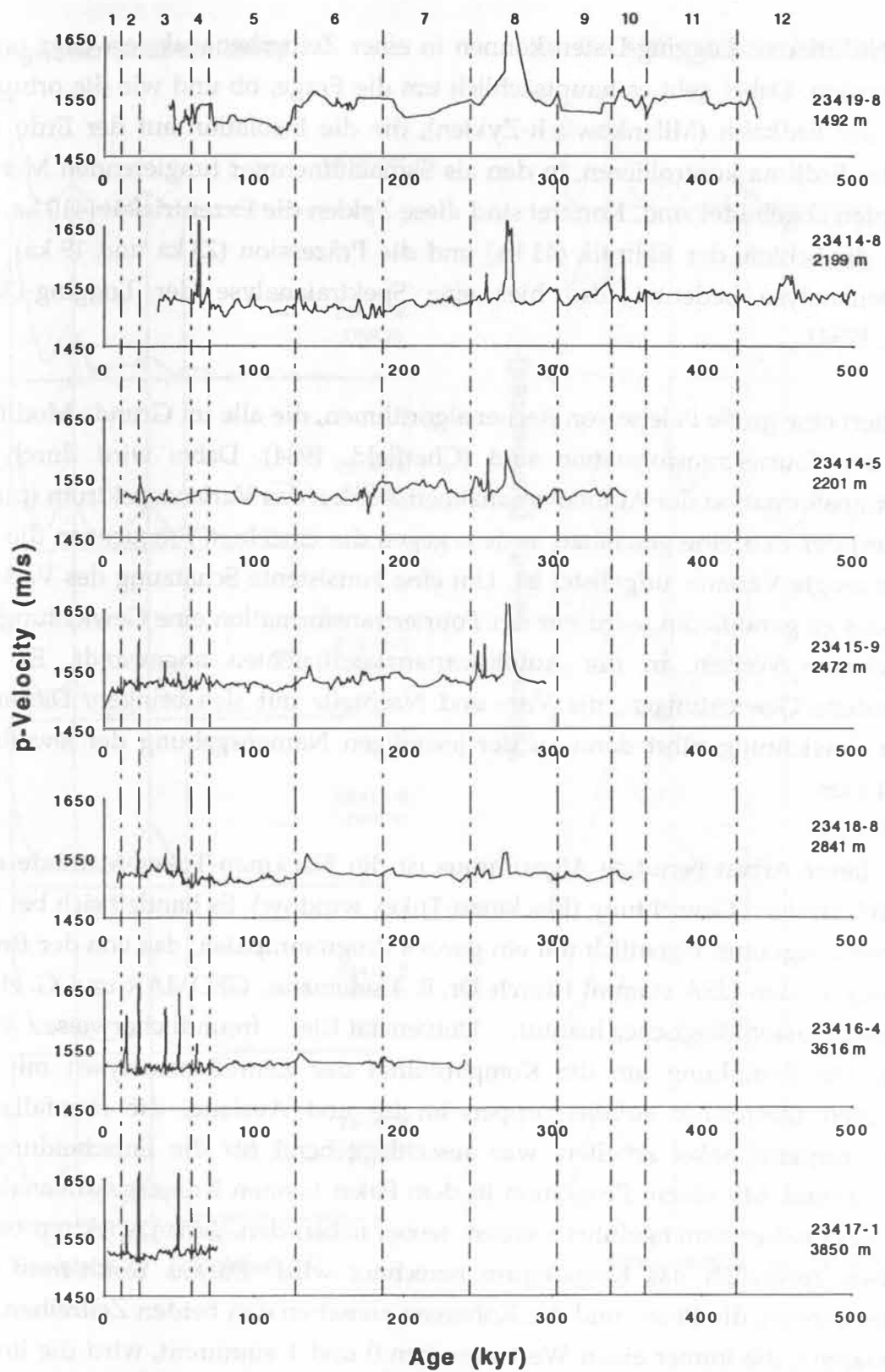


Abb. 5.9 c) Logging-Daten der Kerne vom Rockall-Plateau gegen das Alter:
P-Wellengeschwindigkeit

5.4.2 Spektren der physikalischen Sedimenteigenschaften

Die altersdatierten Logging-Daten können in einer Zeitreihenanalyse weiter untersucht werden. Dabei geht es hauptsächlich um die Frage, ob und wie die orbitalen Zyklen der Erdbahn (Milankowitch-Zyklen), die die Insolation auf der Erde und somit das Erdlima kontrollieren, in den als Signalaufnehmer fungierenden Meeresedimenten abgebildet sind. Konkret sind diese Zyklen die Exzentrizität (410 ka und 100 ka), die Schiefe der Ekliptik (41 ka) und die Präzession (23 ka und 19 ka). Die Zeitreihenanalyse bedeutet also hier eine Spektralanalyse der Logging-Daten (Berger, 1984).

Es existiert eine große Palette von Rechenalgorithmen, die alle im Grunde Modifikationen der Fouriertransformation sind (Chatfield, 1984). Dabei wird durch die Fouriertransformation der Autokovarianzkoeffizienten das Varianzspektrum (power spectrum) der Zeitreihe geschätzt, in dem gegen die einzelnen Frequenzen die von ihnen erzeugte Varianz aufgelistet ist. Um eine konsistente Schätzung des Varianzspektrums zu garantieren, wird vor der Fouriertransformation eine Gewichtung mit vorgegebenen Werten an die Autokovarianzkoeffizienten angewandt. Es gibt verschiedene Gewichtungen, die Vor- und Nachteile mit sich bringen. Die angewandte Gewichtung führt dann zu der jeweiligen Namensgebung der jeweiligen Algorithmen.

Der in dieser Arbeit benutzte Algorithmus ist die Blackman-Tukey-Methode nach der gleichnamigen Gewichtung (Blackman-Tukey window). Es handelt sich bei dem benutzten Programm eigentlich um ein ganzes Programmpaket, das von der Brown University in den USA stammt (durch Dr. R. Tiedemann, GEOMAR und G. Haug, Geologisch-Paläontologisches Institut, Universität Kiel freundlicherweise übermittelt). Die Bemühung um die Kompatibilität der Zeitreihenanalysen mit den Ergebnissen zahlreicher Arbeitsgruppen im In- und Ausland, die ebenfalls mit diesem Programmpaket arbeiten, war ausschlaggebend für die Entscheidung zu seinem Einsatz. Mit einem Programm in dem Paket können Kreuzspektralanalysen an zwei Zeitreihen durchgeführt werden, wobei neben den Varianzspektren beider Zeitreihen zusätzlich das Kospektrum berechnet wird. Daraus resultieren zwei wichtige Größen, die Phase und die Kohärenz zwischen den beiden Zeitreihen. Mit der Kohärenz, die immer einen Wert zwischen 0 und 1 einnimmt, wird die lineare Korrelation zwischen den Komponenten beider Zeitreihen auf einer bestimmten Frequenz gemessen, während mit der Phase die Phasendifferenz zwischen den beiden Komponenten wiedergegeben wird.

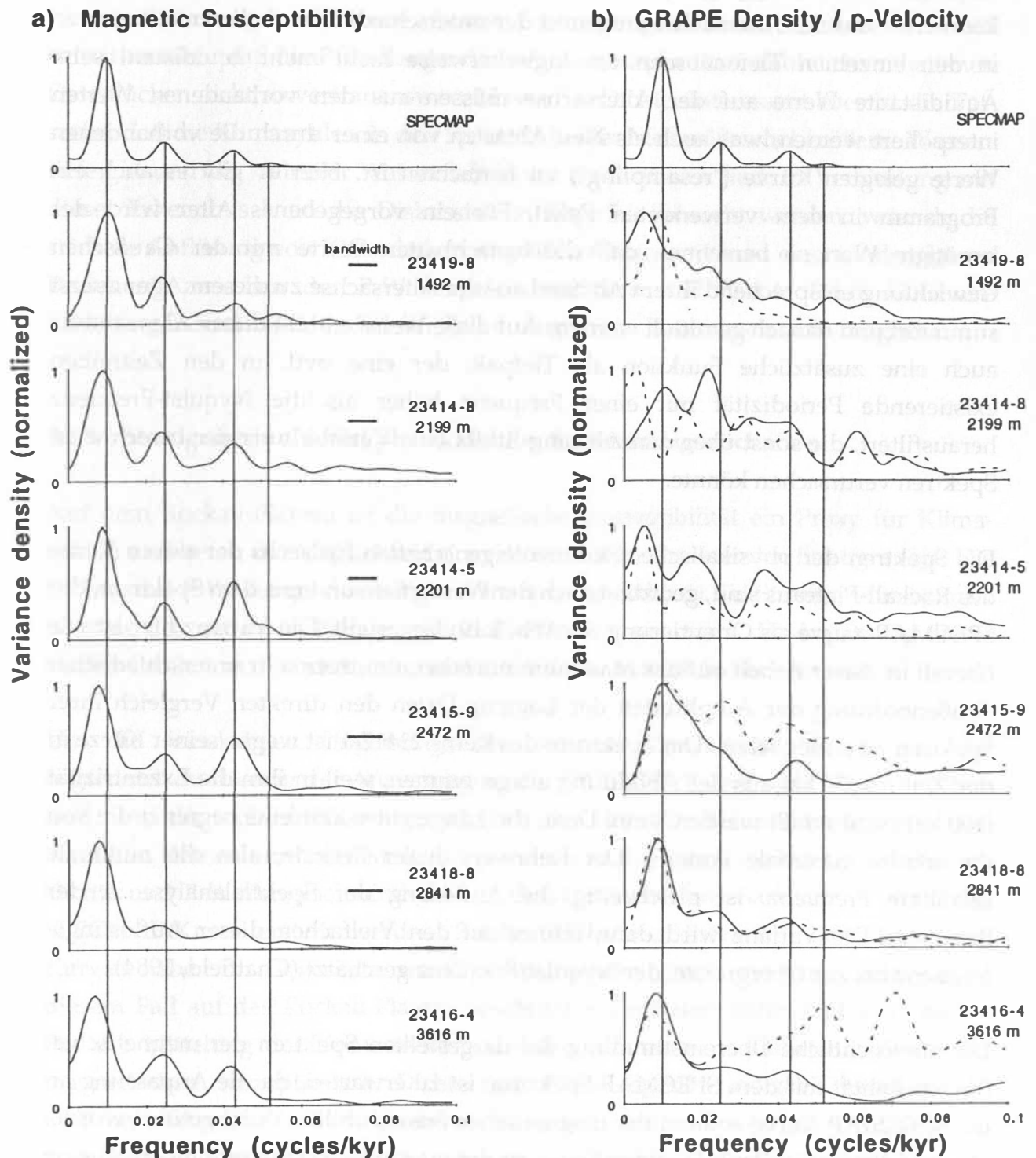


Abb. 5.10 Varianzspektren vom Rockall-Plateau: a) magnetische Suszeptibilität,

b) Dichte (Linie) und P-Wellengeschwindigkeit (gestrichelte Linie)

Die senkrechte Linien markieren die Milankovitch-Zyklen

Für das Programm der Spektralanalyse werden äquidistante Eingabewerte benötigt. Da die Logging-Daten auf der Tiefenachse äquidistant gemessen sind, können sie auf der Altersachse aufgrund der unterschiedlichen Sedimentationsraten in den einzelnen Tiefenabschnitten logischerweise nicht mehr äquidistant sein. Äquidistante Werte auf der Altersachse müssen aus den vorhandenen Werten interpoliert werden, was auch als Neu-Abtasten von einer durch die vorhandenen Werte gelegten Kurve ("resampling") zu betrachten ist. Hierfür gibt es auch ein Programm in dem verwendeten Paket. Für ein vorgegebenes Alter wird der benötigte Wert so berechnet, daß die benachbarten Werte mit der Gaußschen Gewichtung entsprechend ihrem Abstand auf der Altersachse zu diesem Alter zuerst summiert und danach gemittelt werden. Auf diese Weise enthält dieser Algorithmus auch eine zusätzliche Funktion als Tiefpaß, der eine evtl. in den Zeitreihen existierende Periodizität mit einer Frequenz höher als die Nyquist-Frequenz herausfiltert, die sonst über den Aliasing-Effekt eine Verfälschung der berechneten Spektren verursachen könnte.

Die Spektren der physikalischen Sedimenteigenschaften für sechs der sieben Kerne des Rockall-Plateaus sind, geordnet nach der Wassertiefe und mit dem Spektrum der SPECMAP-Kurve als Orientierung, in Abb. 5.10 dargestellt. Die Varianz hier ist wie überall in dieser Arbeit auf das Maximum normiert, um trotz sehr unterschiedlicher Größenordnung der Amplituden der Logging-Daten den direkten Vergleich ihrer Spektren zu ermöglichen. Das Spektrum des Kerns 23417-1 ist wegen seiner Kürze in der Zeit (ca. 75 ka) aus der Abbildung ausgenommen, weil in ihm die Exzentrizität (100 ka) nicht erfaßt werden kann. Denn die Länge einer Zeitreihe begrenzt die von ihr erfaßte maximale Periode. Der Kehrwert dieser Periode, also die minimale erfaßbare Frequenz, ist gleichzeitig die Auflösung der Spektralanalyse in der Frequenz. Die Varianz wird dann immer auf den Vielfachen dieser Auflösungsfrequenz bis zur Obergrenze, der Nyquist-Frequenz geschätzt (Chatfield, 1984).

Die offensichtliche Übereinstimmung der dargestellten Spektren der magnetischen Suszeptibilität mit dem SPECMAP-Spektrum ist zu erwarten, da die Anpassung an die SPECMAP-Kurve anhand der magnetischen Suszeptibilität durchgeführt wurde. Nur auf der 100 ka-Periode in den Spektren der magnetischen Suszeptibilität ist eine kleine, mit der Wassertiefe größer werdende Abweichung zu beobachten. Diese Abweichung kann durch die in der gleichen Reihenfolge kürzer werdende zeitliche Länge der Kerne, d.h. weniger werdende Zyklenzahl in den Zeitreihen, erklärt werden, wo Abweichungen in der Tiefe-Alters-Umwandlung immer bedeutender werden.

Insgesamt weichen die Spektren der Dichte und P-Wellengeschwindigkeit stärker als die der magnetischen Suszeptibilität vom SPECMAP-Spektrum ab, was auf kompliziertere Steuerungsmechanismen beider Sedimenteigenschaften hindeutet. Es muß betont werden, daß die P-Wellengeschwindigkeit wegen ihrer zahlreich enthaltenen Datenlücken nicht so vertrauenswert ist wie die Dichte. Interessant aber ist die Tatsache, daß die Klimazyklen in den Spektren beider Meßgrößen bei größerer Wassertiefe gut und bei kleinerer Wassertiefe kaum zu erkennen sind. In Verbindung mit dieser Erkenntnis kann die Diskussion in Kap. 5.2 gebracht werden, wonach die stärkere Auflösung von Kalkschalern in größerer Wassertiefe zu einer eindeutigeren Beziehung zwischen der P-Wellengeschwindigkeit und Dichte führt. Genauere Erklärungen sind aber mit den zur Zeit vorliegenden Daten noch nicht möglich.

5.4.3 Stratigraphie anhand physikalischer Sedimenteigenschaften

Auf dem Rockall-Plateau ist die magnetische Suszeptibilität ein Proxy für Klimazyklen und liefert die Möglichkeit einer direkt auf ihr basierenden Stratigraphie. Die Dichte und P-Wellengeschwindigkeit können nur indirekt für Stratigraphie benutzt werden, d.h., ein neuer Kern vom Rockall-Plateau kann durch die Anpassung dieser beiden Größen an die bereits altersdatierten Kerne zeitlich kalibriert werden.

Um die feinskaligen Ungenauigkeiten in den Altersachsen, die wegen der begrenzten Auflösung der Anpassung an die SPECMAP-Kurve nicht auszuschließen sind, und die individuellen Eigenschaften der einzelnen Kerne auszulöschen, soll von allen Kernen eine mittlere Kurve jeweils von der magnetischen Suszeptibilität, Dichte und P-Wellengeschwindigkeit in der Zeitdarstellung nach dem Vorbild der SPECMAP-Kurve erstellt werden. Solche SUSMAP-, DENMAP- oder VELMAP-Kurven haben im Gegensatz zur SPECMAP-Kurve jedoch nur eine regionale, in diesem Fall auf das Rockall-Plateau beschränkte Gültigkeit (Abb. 5.11 a - c, mitte). Für die Mittelung der Kerne werden auf der Altersachse äquidistante Werte der magnetischen Suszeptibilität, Dichte und P-Wellengeschwindigkeit benötigt. Mit dem im letzten Kapitel beschriebenen Programm zum Neu-Abtasten werden von allen Kernen äquidistante Werte gewonnen, wobei die Abtasterate nicht 3 ka wie sonst üblich, sondern nur 1 ka beträgt, um von den einzelnen Kernen möglichst viel Feinheit für die Mittelung zu behalten. Der Wert der mittleren Kurve auf einem bestimmten Alter ist durch den Mittelwert aller Kerne gegeben, der allerdings wegen der unterschiedlichen Kernlängen zum größeren Alter hin von immer weniger Kernen getragen wird (Abb. 5.11 a - c, oben).

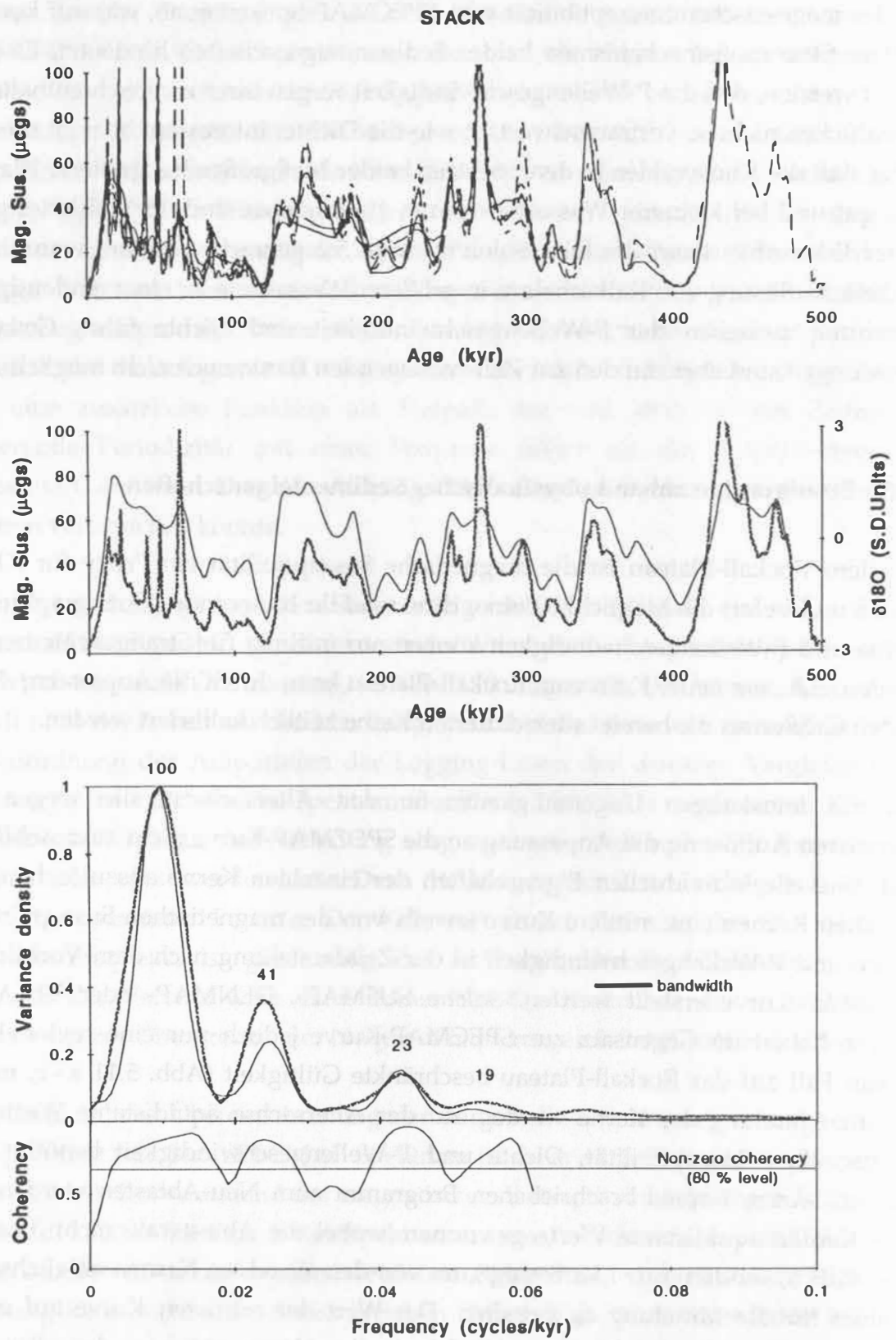


Abb. 5.11 a) Mittlere Kurve und ihre Kreuzspektralanalyse gegen SPECMAP:
Magnetische Suszeptibilität (schattierte Linie)

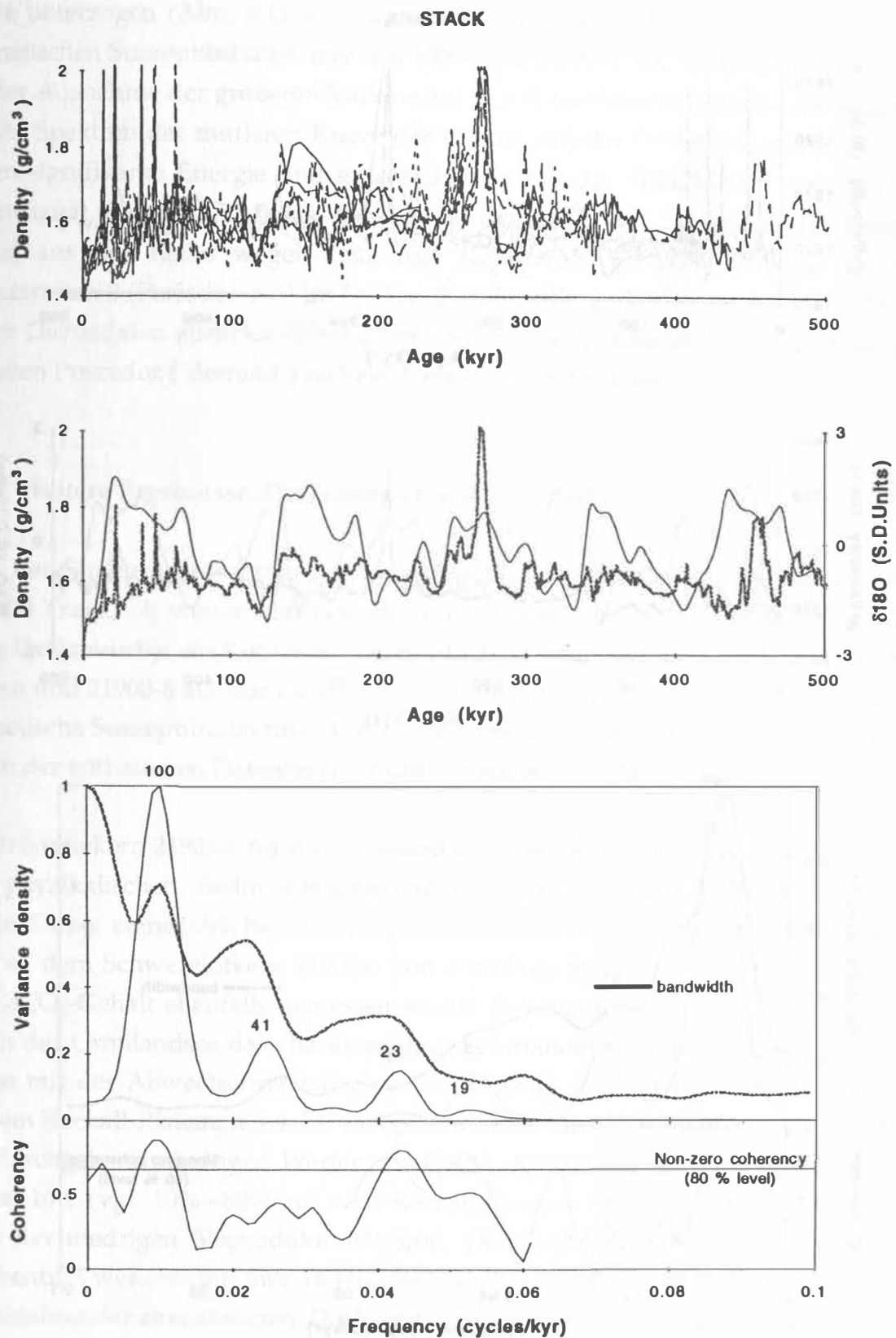


Abb. 5.11 b) Mittlere Kurve und ihre Kreuzspektralanalyse gegen SPECMAP:
Dichte (schattierte Linie)

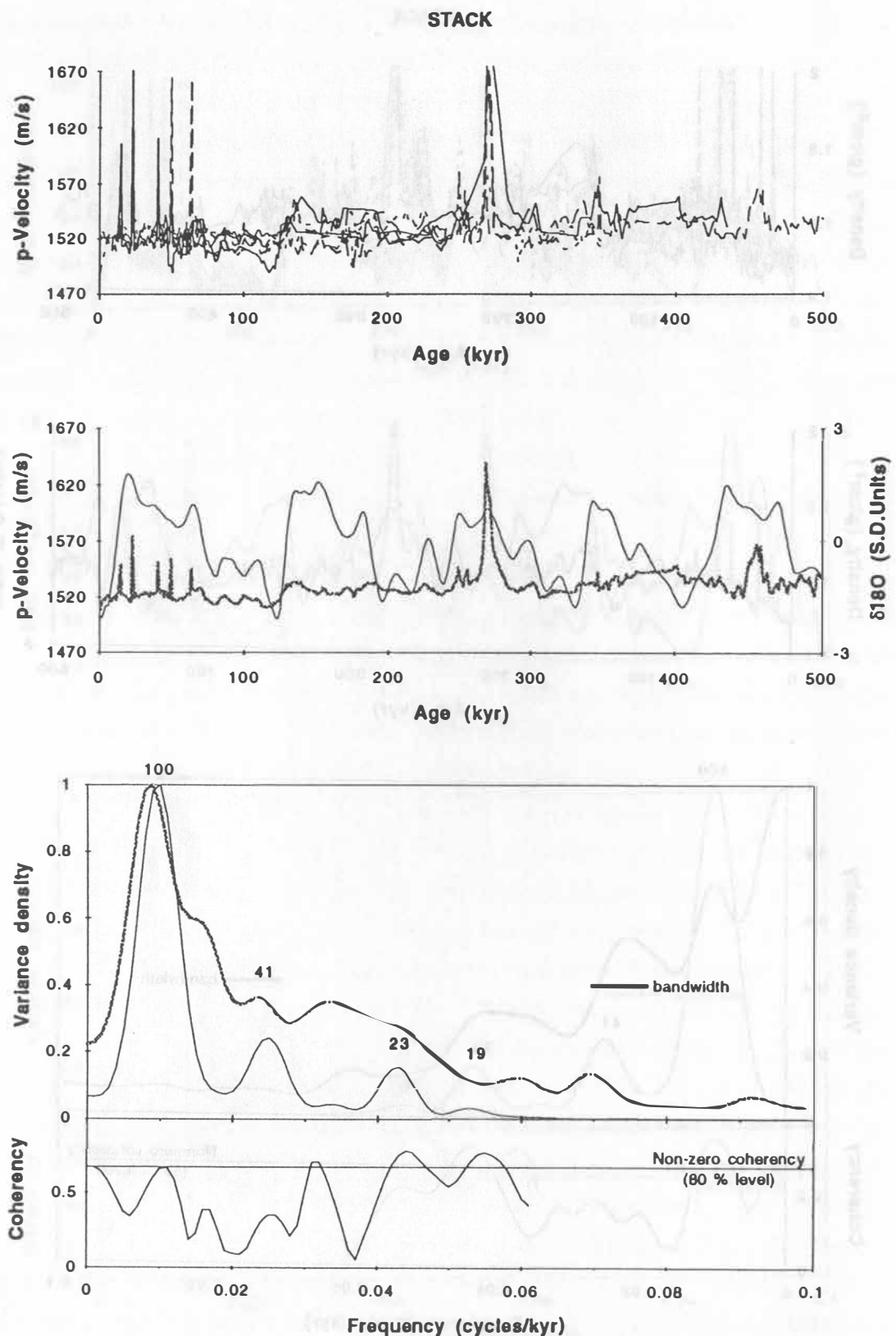


Abb. 5.11 c) Mittlere Kurve und ihre Kreuzspektralanalyse gegen SPECMAP:
P-Wellengeschwindigkeit (schattierte Linie)

Die mittleren Kurven werden auch einer Kreuzspektralanalyse mit der SPECMAP-Kurve unterzogen (Abb. 5.11 a - c, unten). Wie erwartet nimmt das Spektrum der magnetischen Suszeptibilitätskurve fast 100%-ig die Form des SPECMAP-Spektrums mit der Ausnahme der größeren Varianz auf der 41 ka-Periode (Schiefe der Ekliptik) an. Die Spektren der mittleren Kurve der Dichte und der P-Wellengeschwindigkeit zeigen signifikante Energie und gute Kohärenz mit der SPECMAP-Kurve auf der Exzentrizität (100 ka) und Präzession (23 ka). Auch hier fällt die Schiefe der Ekliptik (41 ka) aus der Reihe wegen schlechter Kohärenz. Die hohe Energie auf der Frequenz nah 0 (Periode $\rightarrow \infty$) im Spektrum der mittleren Dichte ist auf einen Trend in den Dichtedaten zurückzuführen, der von der im Spektralanalyseprogramm eingebauten Prozedur ("detrend") nicht aufgehoben werden konnte.

5.4.4 Weitere Ergebnisse, Diskussionen und Ausblicke

Nach der Stratigraphie anhand der Logging-Daten auf dem Rockall-Plateau stellt sich die Frage, ob weiter nördlich im Nordatlantik auch so vorgegangen werden kann. Dafür wird je ein Kern aus zwei nördlichen Seegebieten, 23073-1 vom Vöring-Plateau und 21900-8 aus der Grönlandsee, untersucht. Hier werden zunächst nur die magnetische Suszeptibilität und Dichte analysiert, weil die P-Wellengeschwindigkeit wegen der enthaltenen Datenlücken nicht zuverlässig ist (Abb. 5.12).

Der Referenzkern 21900-8 für die Grönlandsee ist ein Kolbenlotkern, von dem außer den physikalischen Sedimenteigenschaften auch der CaCO_3 -Gehalt gemessen wurde. Dieser eignet sich hier allerdings nicht als Indikator für Klimazyklen. Das ist auch an dem Schwerelotkern 21900-6 von derselben Station zu erkennen, von dem der CaCO_3 -Gehalt ebenfalls gemessen wurde (Baumann et al., 1993). Es zeigt sich, daß in der Grönlandsee das charakteristische Variationsmuster der CaCO_3 -Konzentration mit der Abwechslung zwischen den Glazial- und Interglazialzeiten, wie es auf dem Rockall-Plateau herrscht, weitgehend fehlt. Ein Grund dafür ist sicherlich in den durchgehend niedrigen Werten der CaCO_3 -Konzentration in diesem Seegebiet mit ca. 10% (vgl. 10% - 80% auf dem Rockall-Plateau, Abb. 5.7) zu sehen, die eine Folge der niedrigen Bioproduktivität sind. Der CaCO_3 -Gehalt beider Kerne kann aber benutzt werden, um ihre Tiefenachsen im relevanten Bereich der oberen Meter fein aufeinander abzustimmen. Die bereits vorhandene $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie des Kerns 21900-6 (Daten von Dr. K. S. Lackschewitz, GEOMAR, Universität Kiel) kann dann zur stratigraphischen Einordnung von 21900-8 genutzt werden (Abb. 5.13).

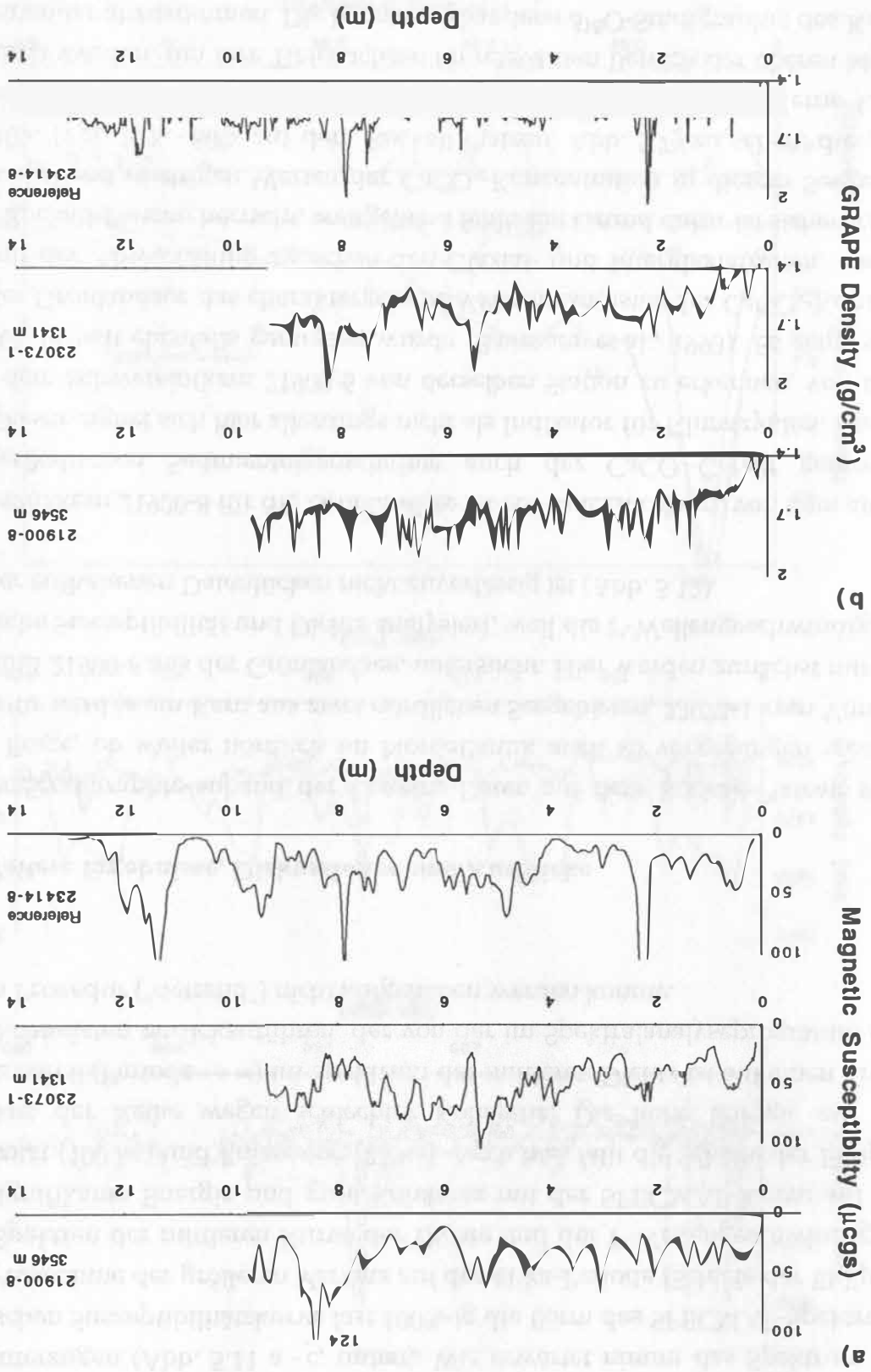


Abb. 5.12 Logging-Daten der Kerne 21900-8, 23073-1 und 23414-8 gegen die Tiefe:

a) magnetische Suszeptibilität und b) Dichte

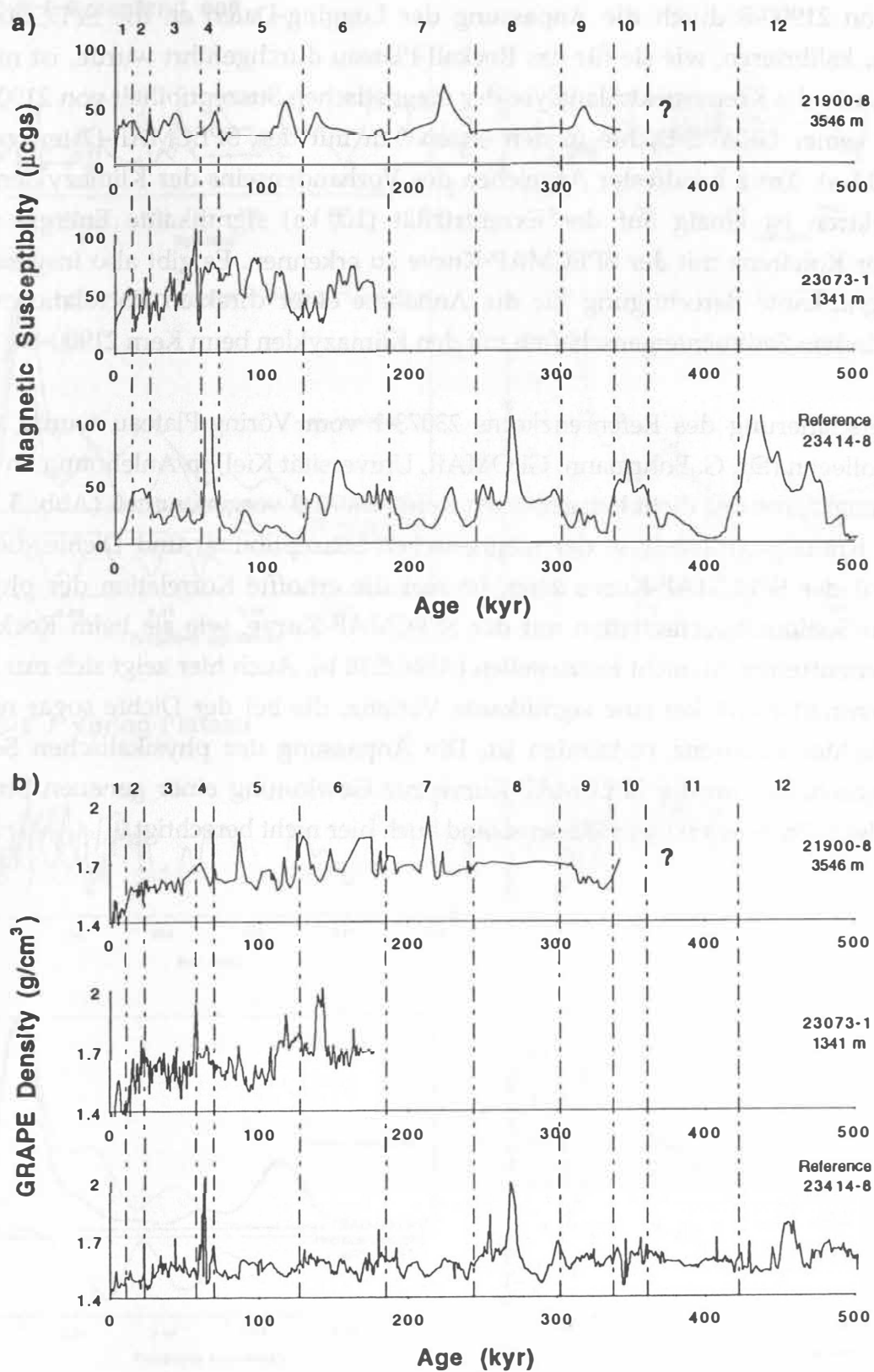
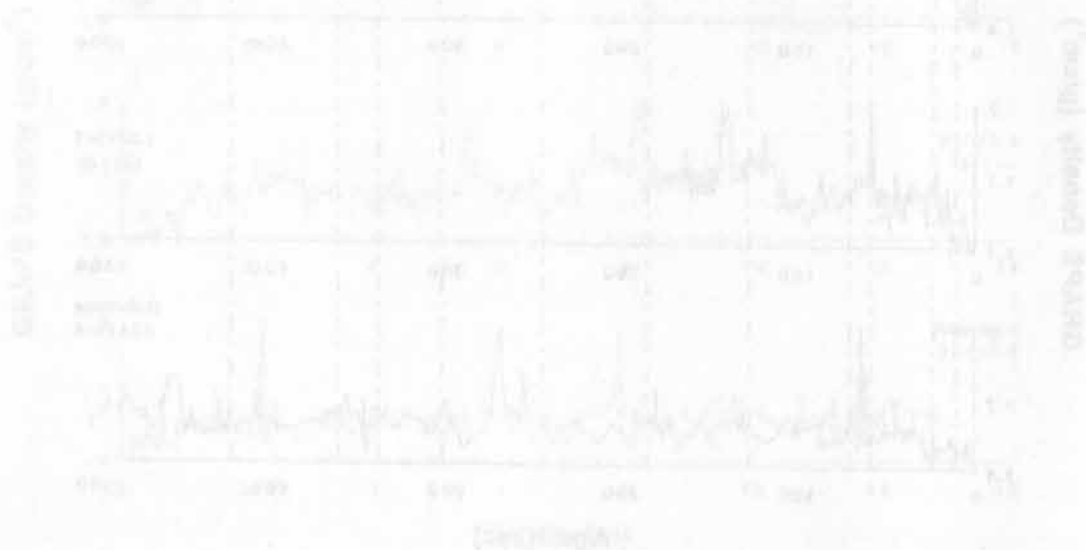


Abb. 5.13 Logging-Daten der Kerne 21900-8, 23073-1 und 23414-8 gegen das Alter:

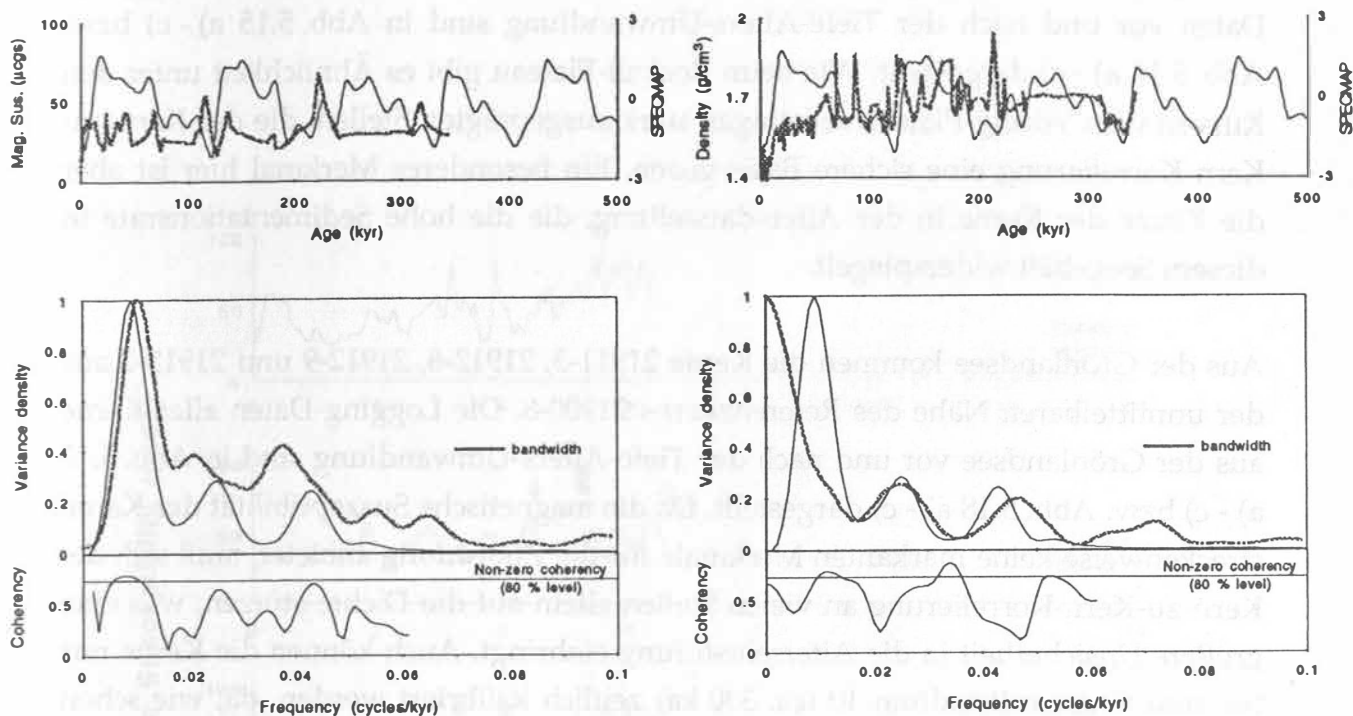
a) magnetische Suszeptibilität und b) Dichte

Der Kern 21900-8 ist mit ca. 10 m wesentlich länger als 21900-7 (ca. 5 m). Die gesamte Länge von 21900-8 durch die Anpassung der Logging-Daten an die SPECMAP-Kurve zu kalibrieren, wie sie für das Rockall-Plateau durchgeführt wurde, ist nicht möglich, wie die Kreuzspektralanalyse der magnetischen Suszeptibilität von 21900-8 und die seiner GRAPE-Dichte in den ersten 5 m mit den SPECMAP-Daten zeigt (Abb. 5.14 a). Trotz handfester Anzeichen des Vorhandenseins der Klimazyklen in den Spektren ist einzig auf der Exzentrizität (100 ka) signifikante Energie mit relevanter Kohärenz mit der SPECMAP-Kurve zu erkennen. Es gibt also insgesamt keine signifikante Berechtigung für die Annahme einer direkten Korrelation der physikalischen Sedimenteigenschaften mit den Klimazyklen beim Kern 21900-8.

Die Altersdatierung des Referenzkerns 23073-1 vom Vöring-Plateau wurde von einem Kollegen (Dr. G. Bohrmann, GEOMAR, Universität Kiel) in Anlehnung an die $\delta^{18}\text{O}$ -Stratigraphie des dicht benachbarten Kerns 23071-3 vorgenommen (Abb. 5.13). Wie die Kreuzspektralanalyse der magnetischen Suszeptibilität und Dichte dieses Kerns mit der SPECMAP-Kurve zeigt, ist hier die erhoffte Korrelation der physikalischen Sedimenteigenschaften mit der SPECMAP-Kurve, wie sie beim Rockall-Plateau anzutreffen ist, nicht festzustellen (Abb. 5.14 b). Auch hier zeigt sich nur auf der Exzentrizität (100 ka) eine signifikante Varianz, die bei der Dichte sogar noch mit schlechter Kohärenz verbunden ist. Die Anpassung der physikalischen Sedimenteigenschaften an die SPECMAP-Kurve zur Gewinnung einer genauen Stratigraphie ist nach dem jetzigen Wissensstand auch hier nicht berechtigt.



a) 21900-8 / Greenland sea



b) 23073-1 / Vøring-Plateau

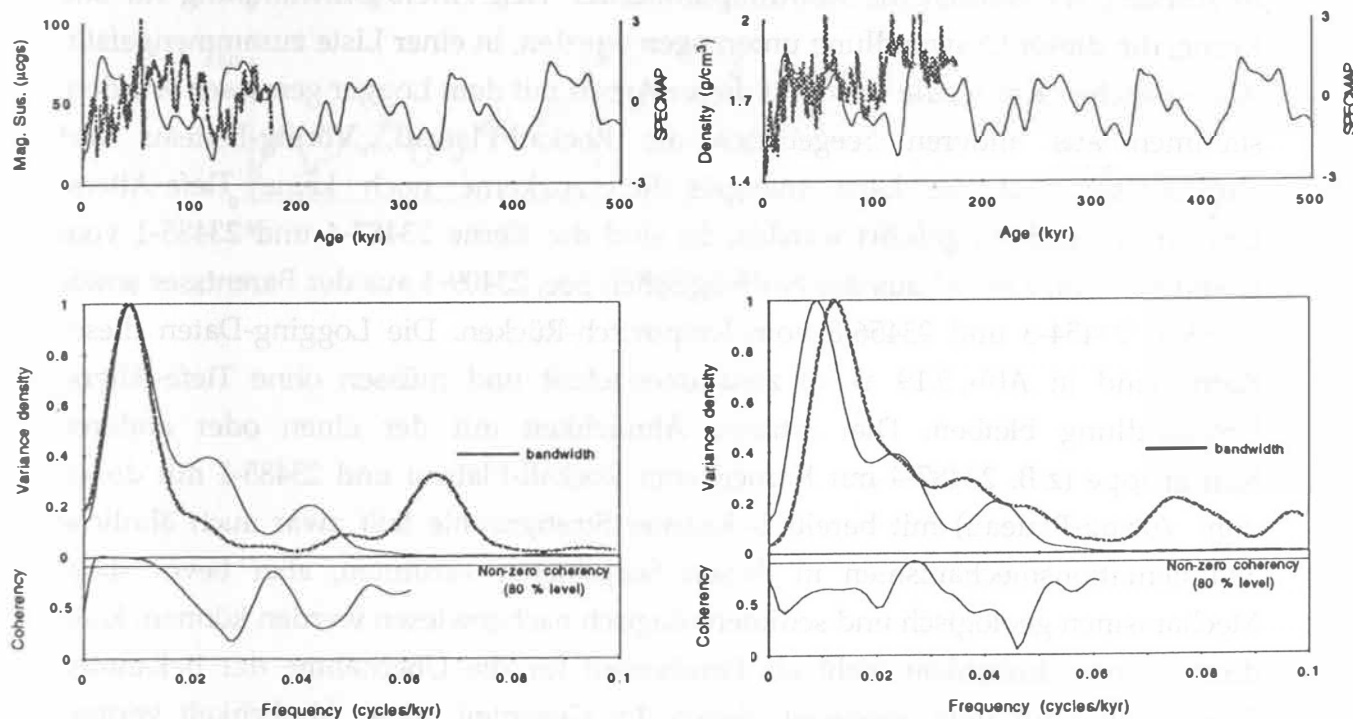


Abb. 5.14 Korelation und Kreuzspektralanalyse magnetischer Suszeptibilität und Dichte (beide schattierte Linien) mit SPECMAP für
a) Grönlandsee; b) Vøring-Plateau

Die Kerne 23468-1, 23470-3 und 23472-1 vom Vöring-Plateau können anhand der Stratigraphie des Referenzkerns 23073-1 zeitlich kalibriert werden. Die Logging-Daten vor und nach der Tiefe-Alters-Umwandlung sind in Abb. 5.15 a) - c) bzw. Abb. 5.16 a) - c) dargestellt. Wie beim Rockall-Plateau gibt es Ähnlichkeit unter den Kurven vom Vöring-Plateau an einigen stark ausgeprägten Stellen, die der Kern-zu-Kern-Korrelierung eine sichere Basis geben. Ein besonderes Merkmal hier ist aber die Kürze der Kerne in der Altersdarstellung, die die hohe Sedimentationsrate in diesem Seegebiet widerspiegelt.

Aus der Grönlandsee kommen die Kerne 21911-3, 21912-8, 21912-9 und 21913-2 aus der unmittelbaren Nähe des Referenzkerns 21900-8. Die Logging-Daten aller Kerne aus der Grönlandsee vor und nach der Tiefe-Alters-Umwandlung sind in Abb. 5.17 a) - c) bzw. Abb. 5.18 a) - c) dargestellt. Da die magnetische Suszeptibilität der Kerne streckenweise keine markanten Merkmale für die Zuordnung anbietet, muß sich die Kern-zu-Kern-Korrelierung an vielen Stellen allein auf die Dichte stützen, was eine größere Unsicherheit in die Alterseinstufung einbringt. Auch können die Kerne nur bis zum Sauerstoffstadium 10 (ca. 330 ka) zeitlich kalibriert werden, da, wie schon erwähnt, die Stratigraphie des Referenzkerns 21900-8 nur bis dahin reicht.

In Anhang A4 werden die Kontrollpunkte der Tiefe-Alters-Umwandlung für alle Kerne, die dieser Umwandlung unterzogen wurden, in einer Liste zusammengefaßt. Alle restlichen Kerne, die während dieser Arbeit mit dem Logger gemessen wurden, stammen aus anderen Seegebieten als Rockall-Plateau, Vöring-Plateau und Grönlandsee. Für sie kann mangels Referenzkerne noch keine Tiefe-Alters-Umwandlung durchgeführt werden. Es sind die Kerne 23487-4 und 23485-1 vom Island-Plateau, 23475-1 aus der Norwegischen See, 23409-4 aus der Barentssee sowie 23398-4, 23454-3 und 23456-8 vom Knipovitch-Rücken. Die Logging-Daten dieser Kerne sind in Abb. 5.19 a) - c) zusammengefaßt und müssen ohne Tiefe-Alters-Umwandlung bleiben. Die optische Ähnlichkeit mit der einen oder anderen Kerngruppe (z.B. 23487-4 mit Kernen vom Rockall-Plateau und 23485-1 mit denen vom Vöring-Plateau) mit bereits bekannter Stratigraphie läßt zwar auch ähnliche Sedimentationsmechanismen in diesen Seegebieten vermuten, aber bevor diese Mechanismen geologisch und sedimentologisch nachgewiesen werden können, kann diese Kurvenähnlichkeit nicht als Fundament für die Übernahme der bekannten Stratigraphie aus dem Seegebiet dienen. Im Gegenteil, diese Ähnlichkeit vermag leicht zu einer voreiligen Zuordnung von Kernen auf der Basis der physikalischen Sedimenteigenschaften verleiten, die einer stratigraphischen Kontrolle nicht standhält.

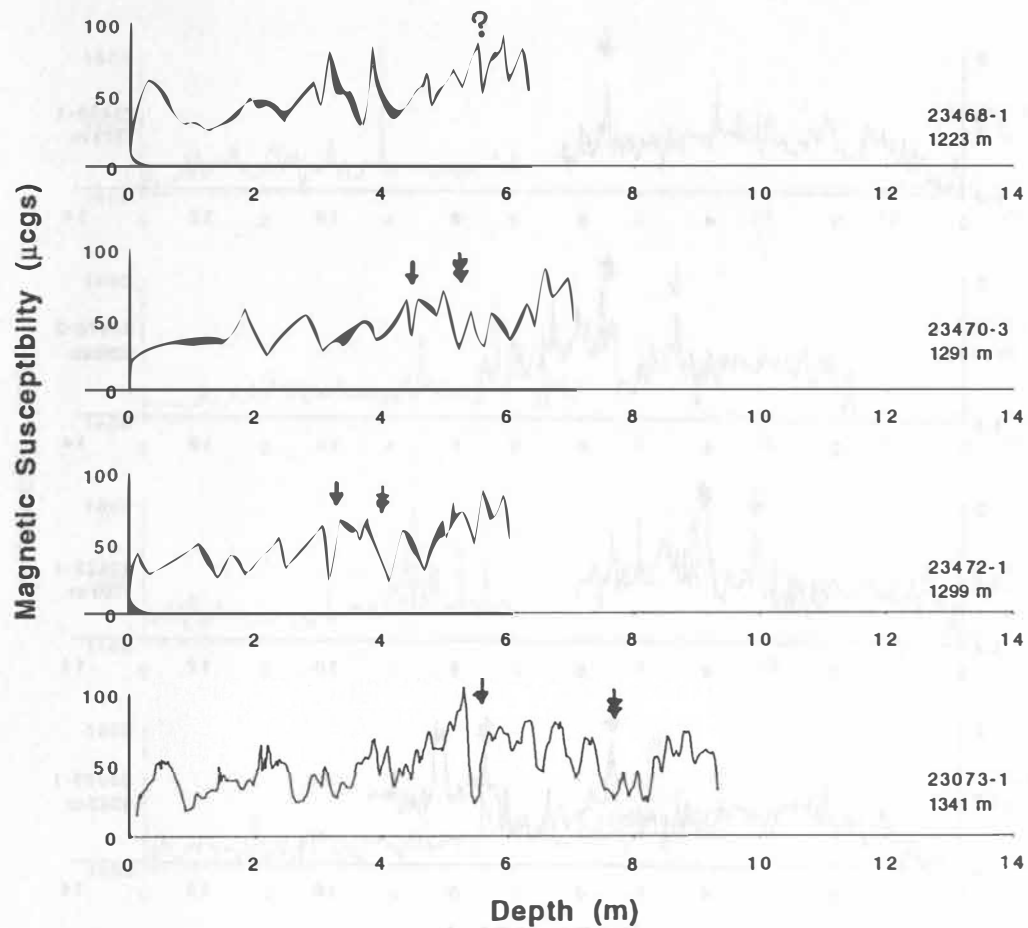


Abb. 5.15 a) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen die Tiefe:
Magnetische Suszeptibilität

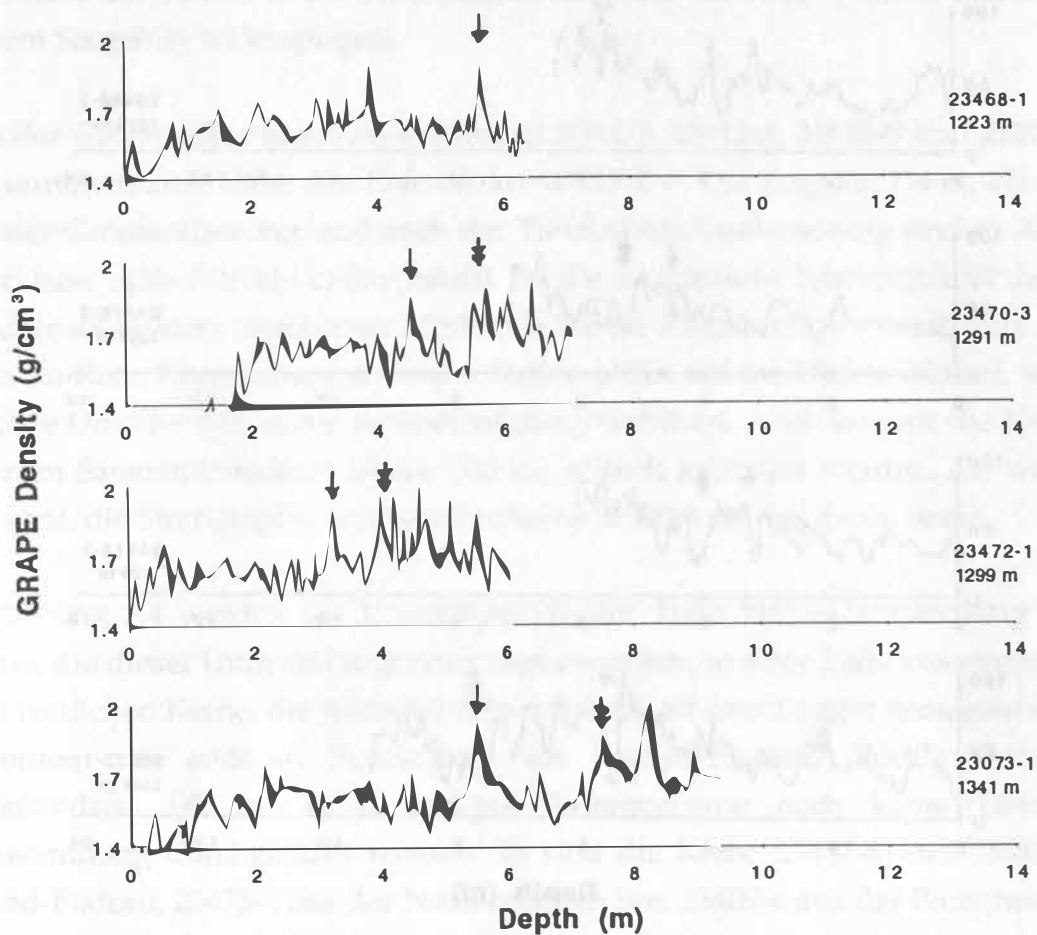


Abb. 5.15 b) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen die Tiefe:

Dichte

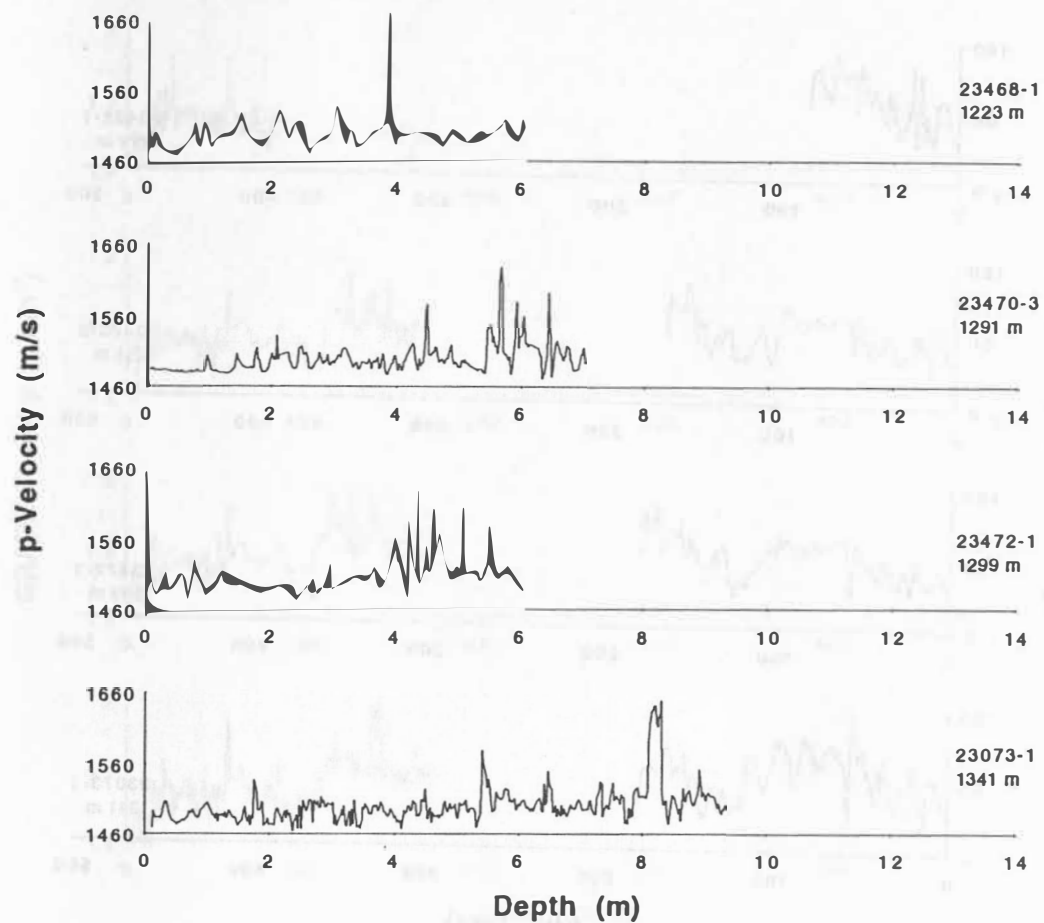


Abb. 5.15 c) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen die Tiefe:
P-Wellengeschwindigkeit

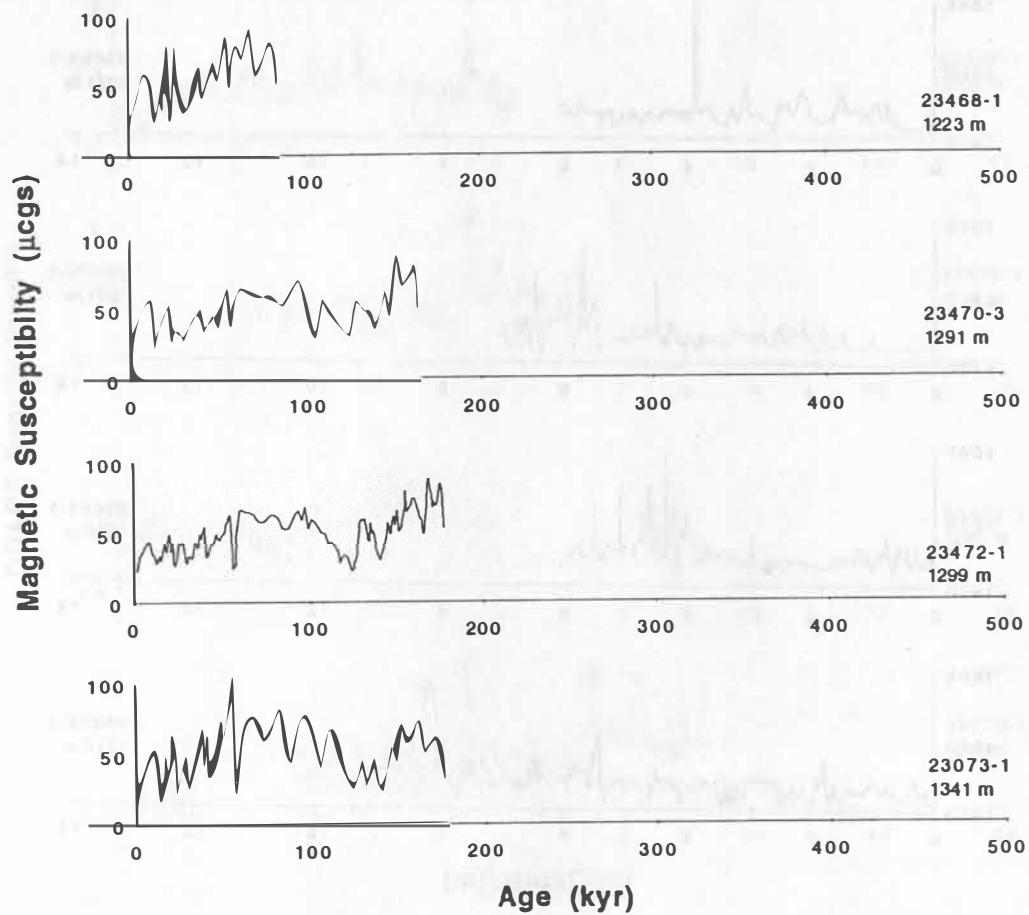


Abb. 5.16 a) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen das Alter:
Magnetische Suszeptibilität

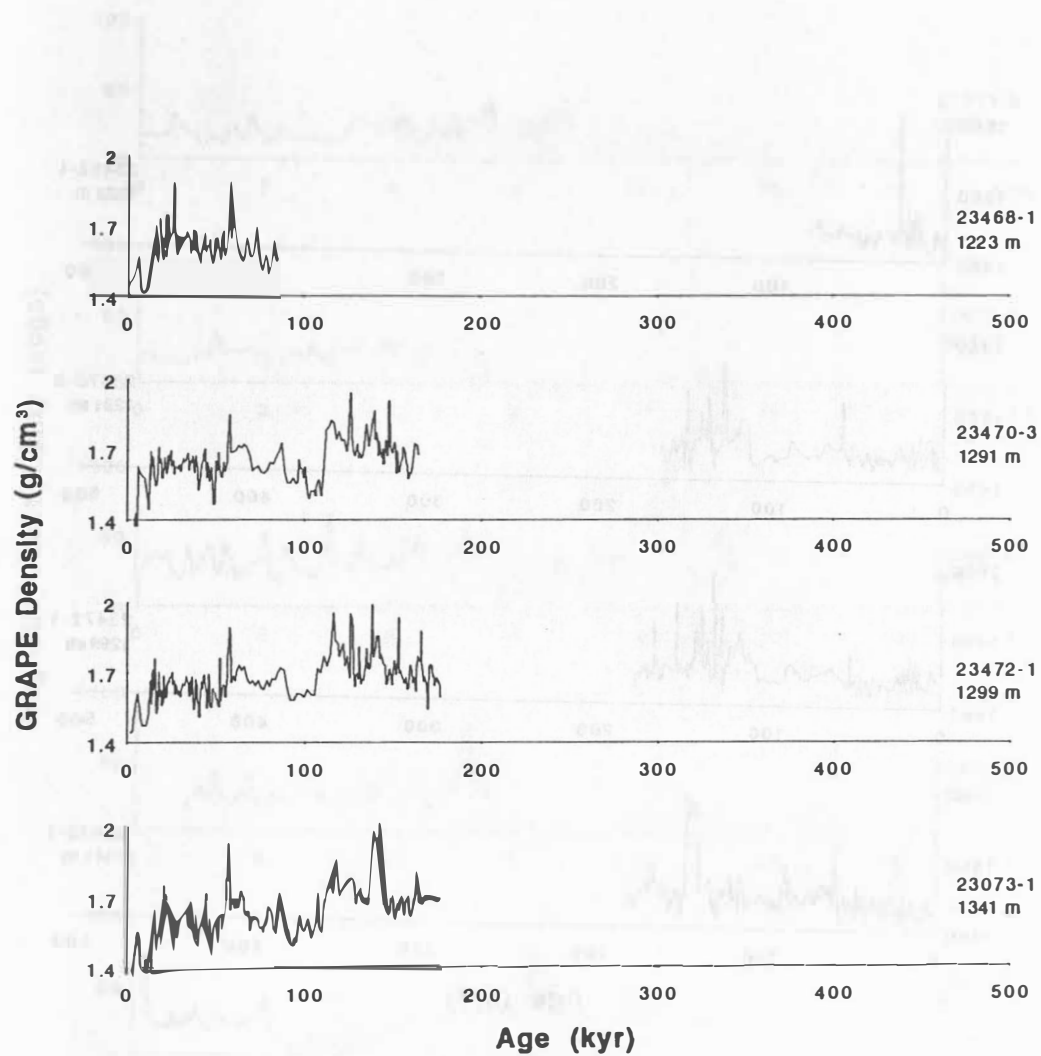


Abb. 5.16 b) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen das Alter:

Dichte

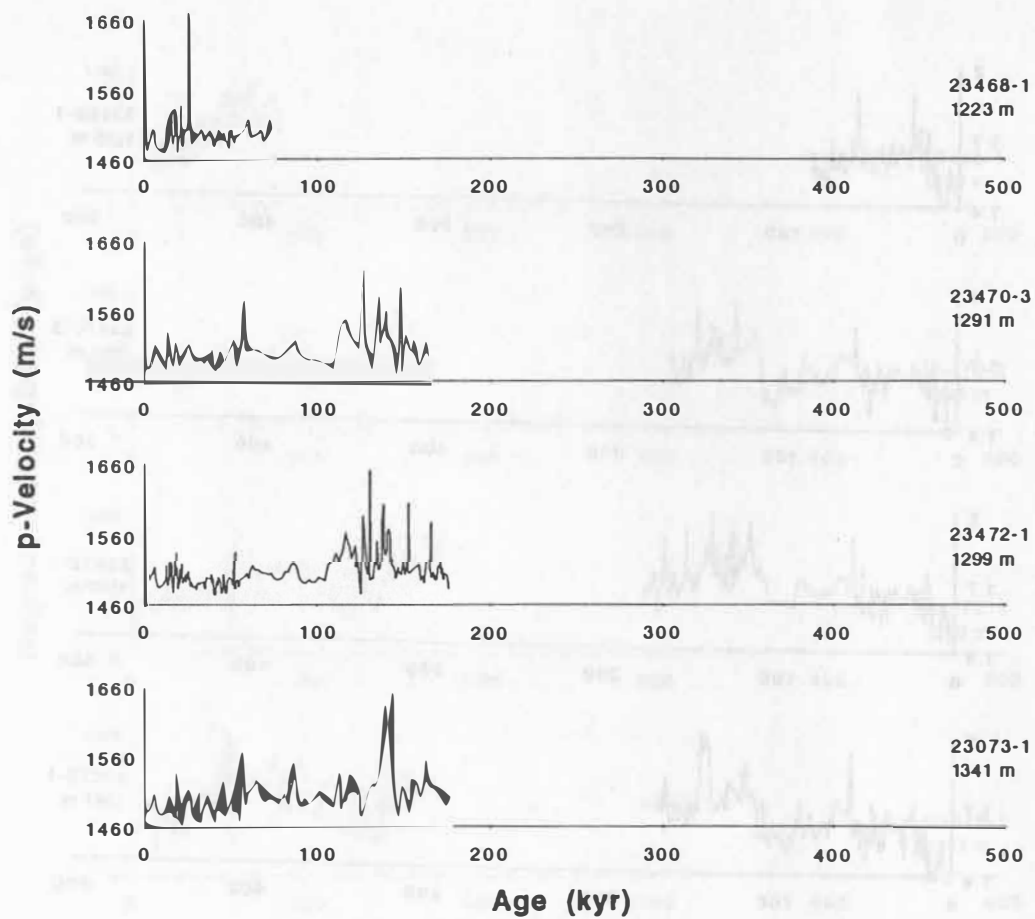


Abb. 5.16 c) Logging-Daten der Kerne vom Vöring-Plateau gegen das Alter:
P-Wellengeschwindigkeit

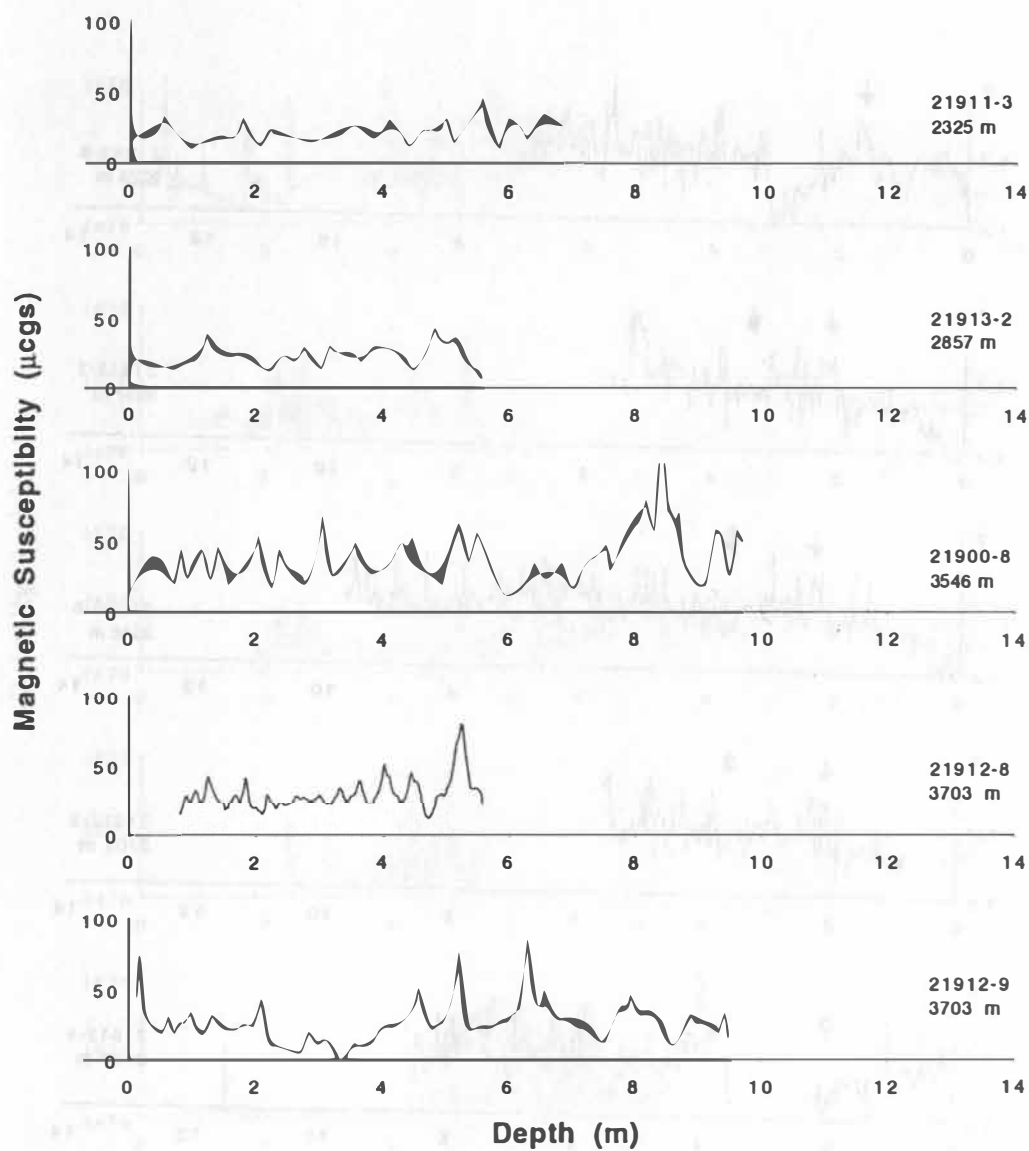


Abb. 5.17 a) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen die Tiefe:
Magnetische Suszeptibilität

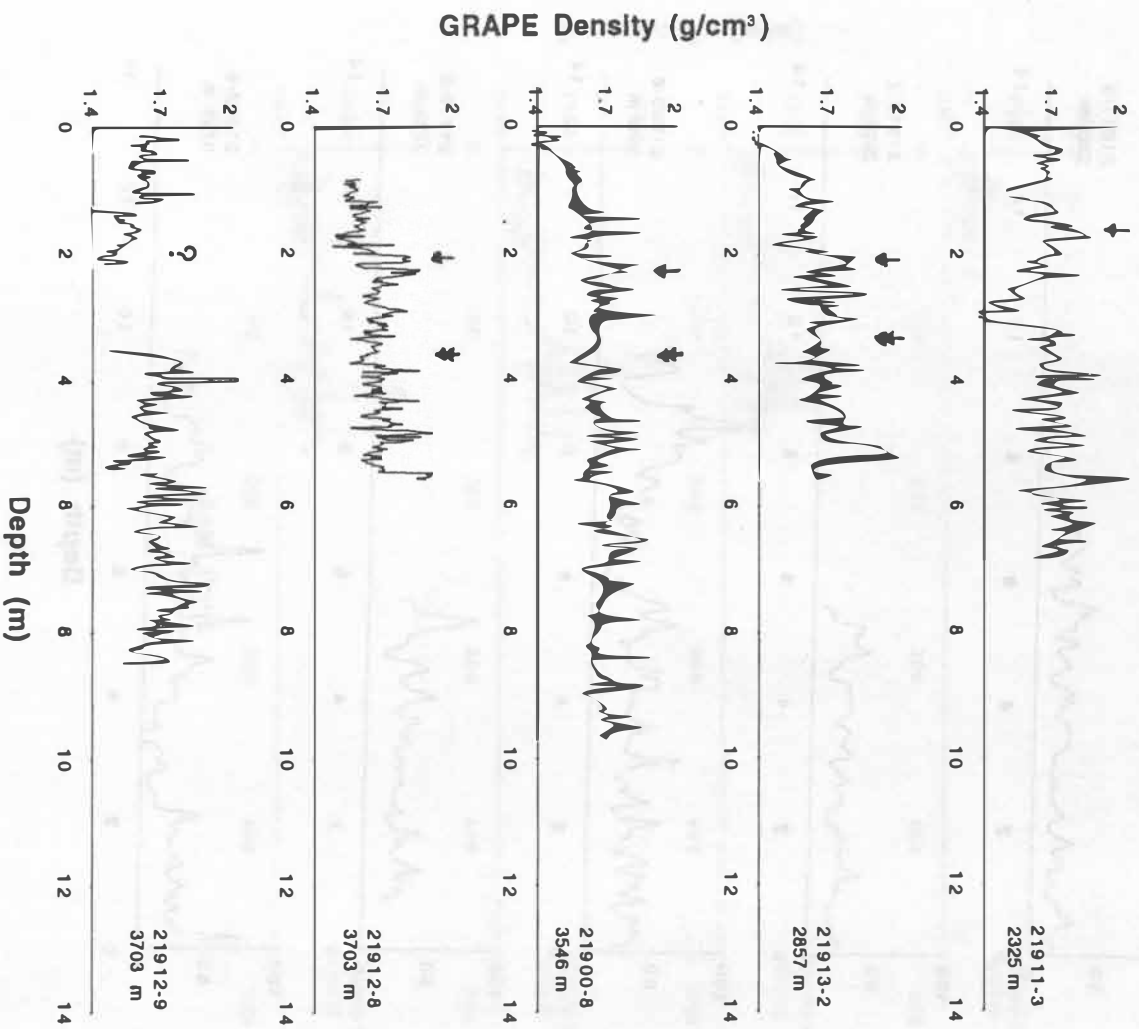


Abb. 5.17 b) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen die Tiefe:

Dichte

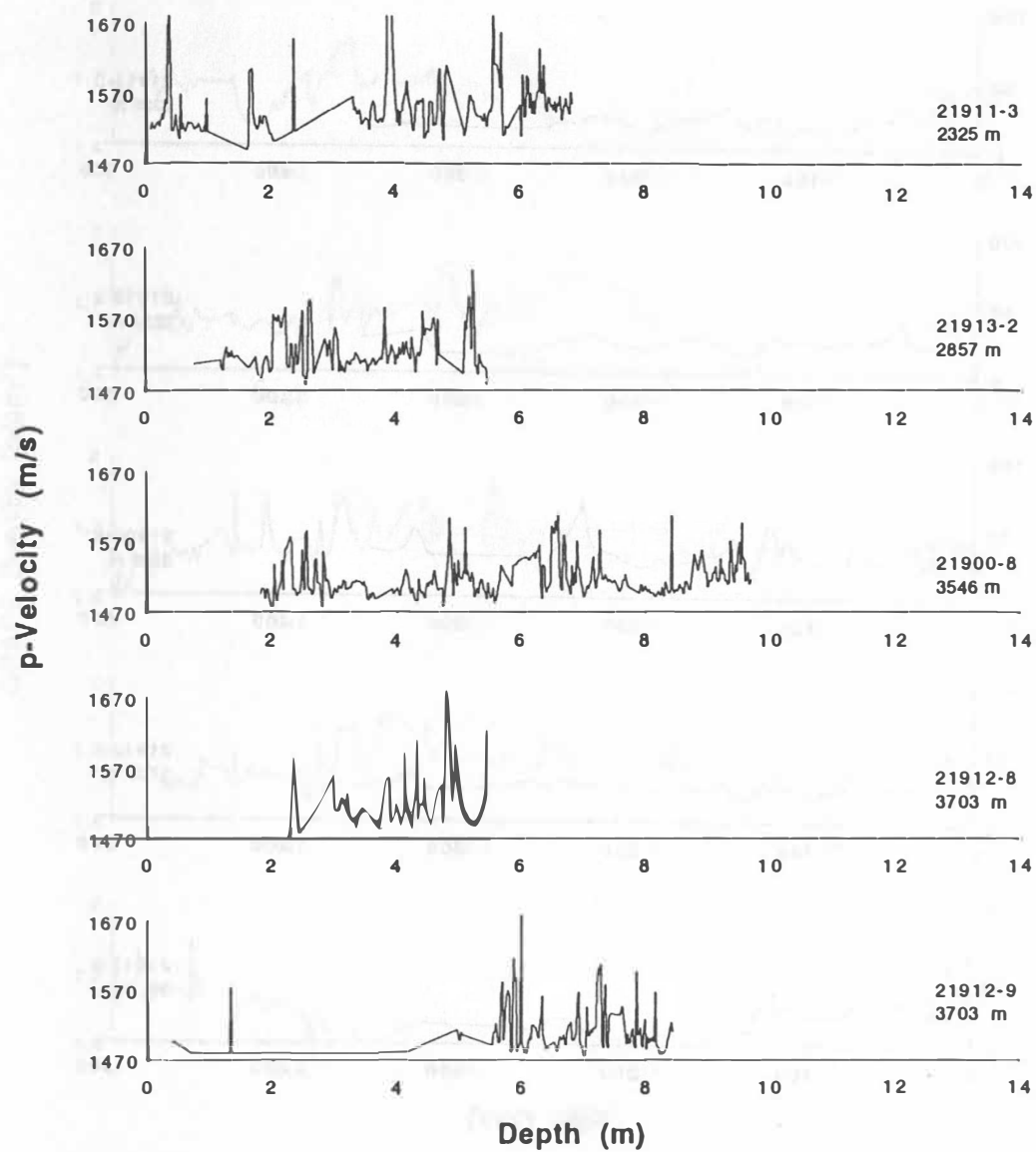


Abb. 5.17 c) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen die Tiefe:
P-Wellengeschwindigkeit

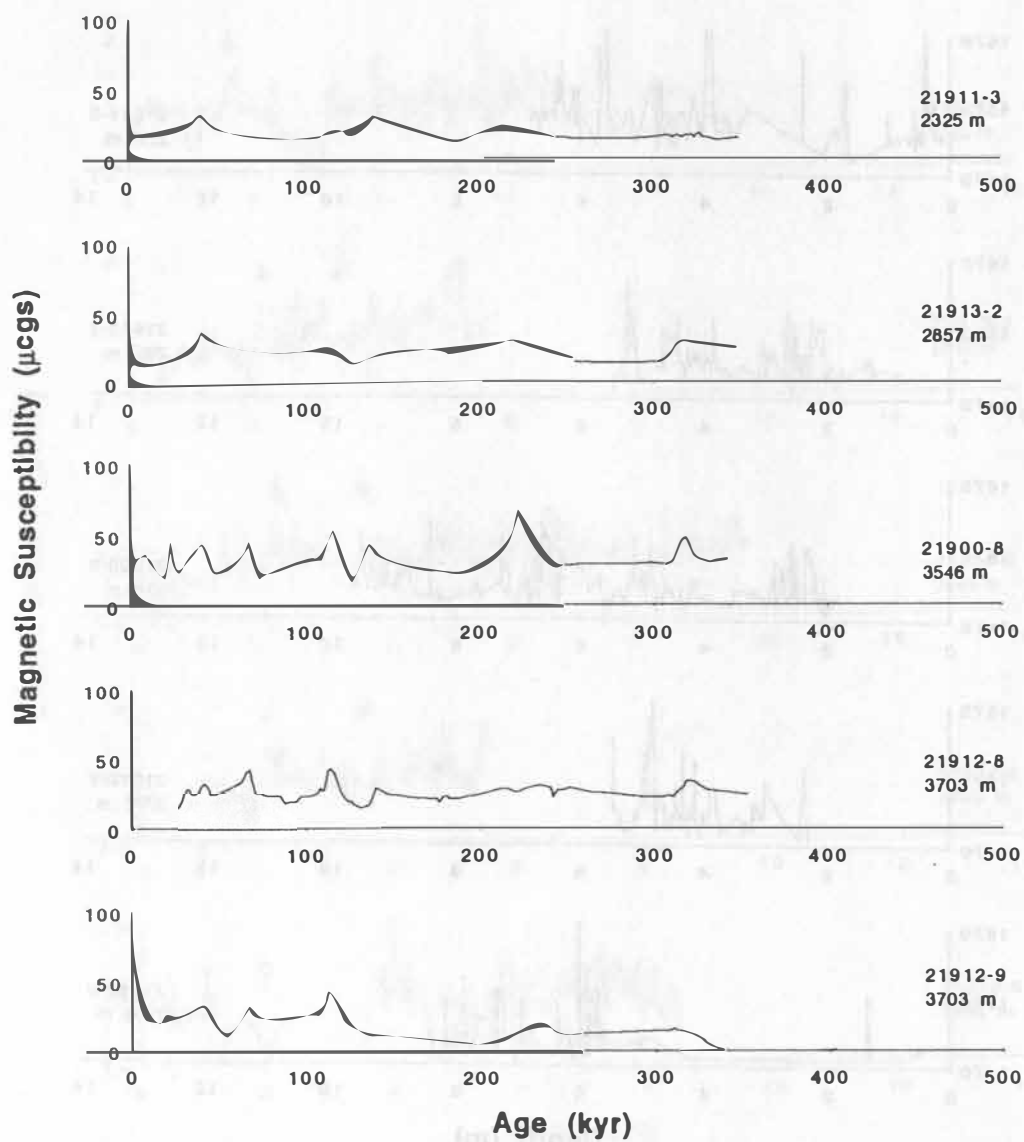


Abb. 5.18 a) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen das Alter:
Magnetische Suszeptibilität

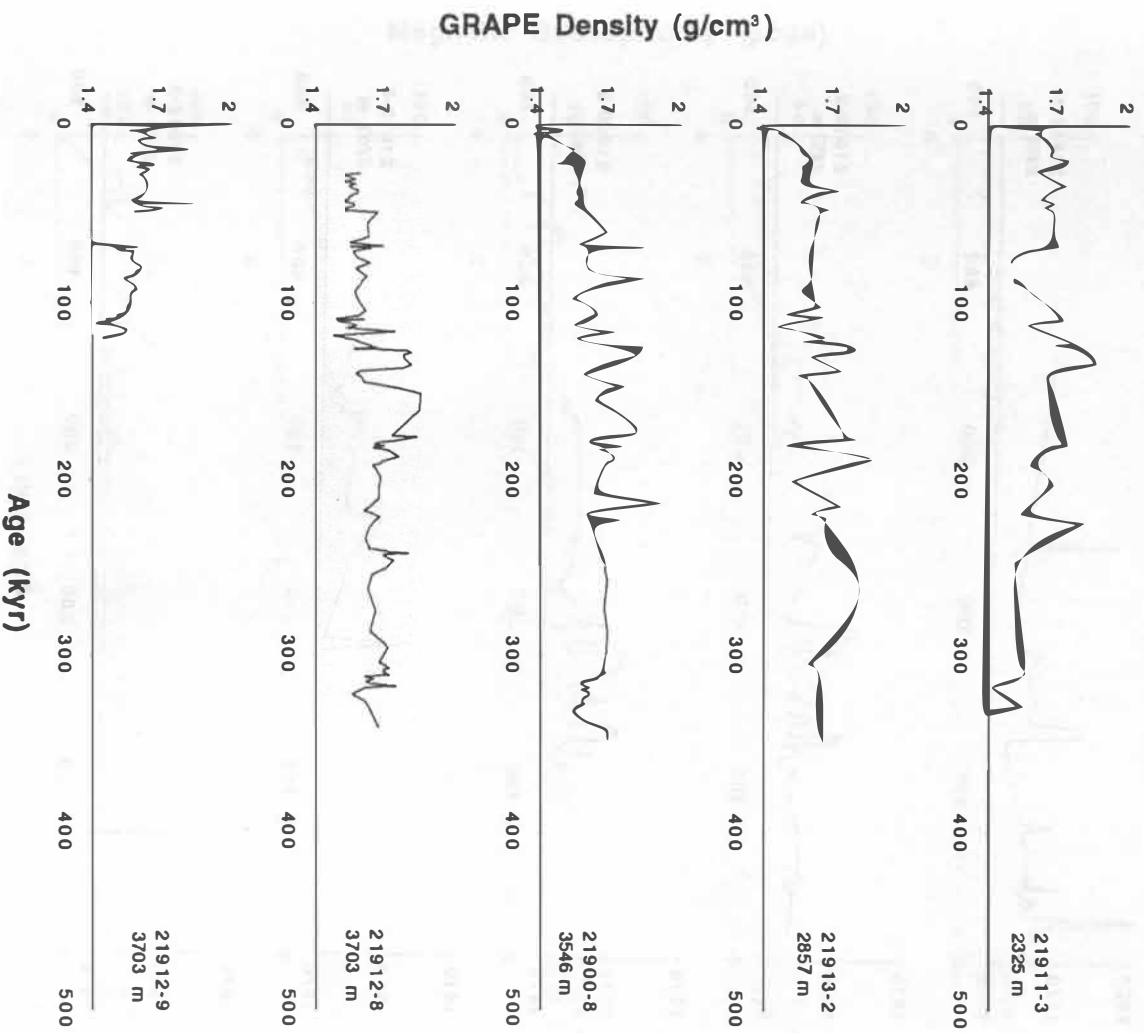


Abb. 5.18 b) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen das Alter:

Dichte

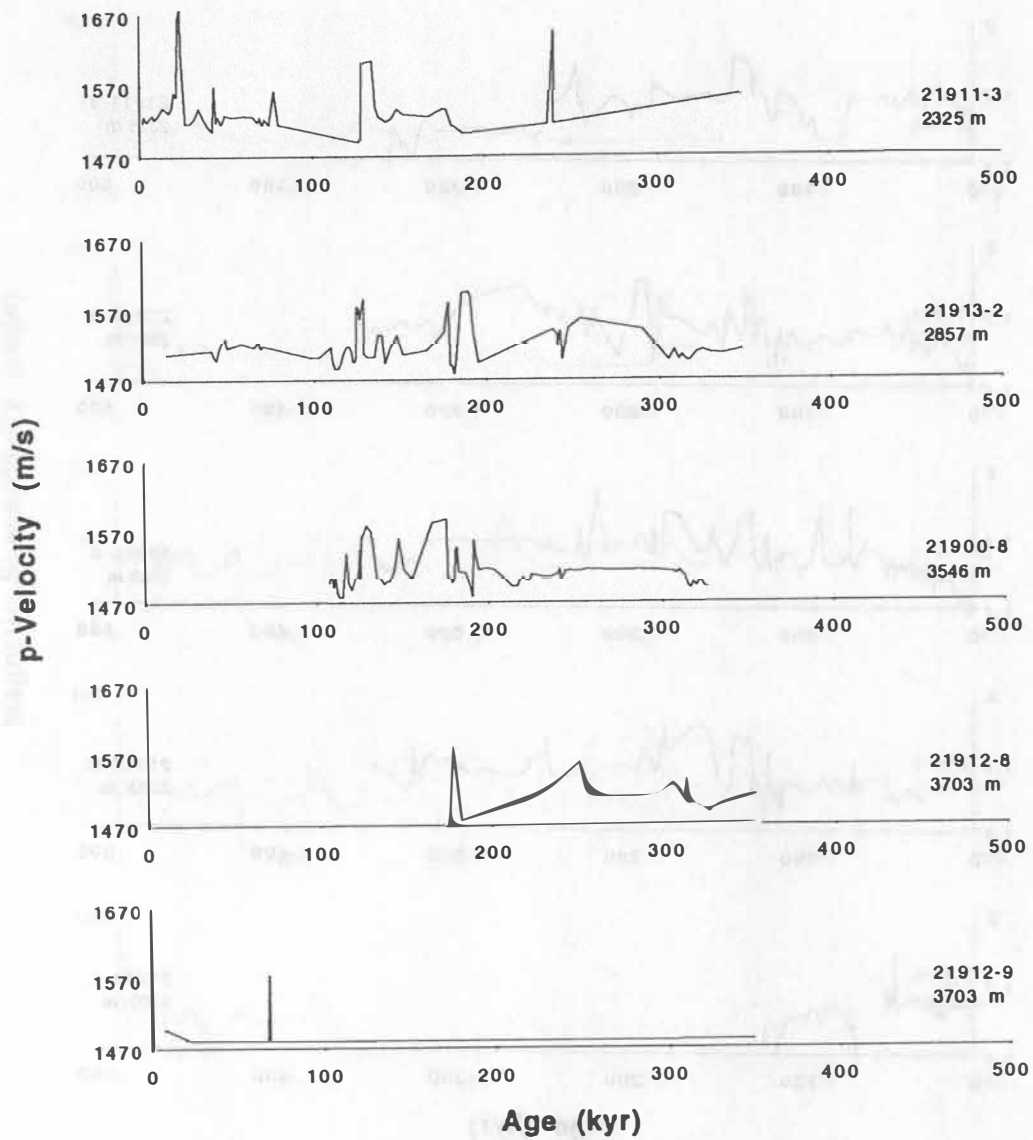


Abb. 5.18 c) Logging-Daten der Kerne aus der Grönlandsee gegen das Alter:
P-Wellengeschwindigkeit

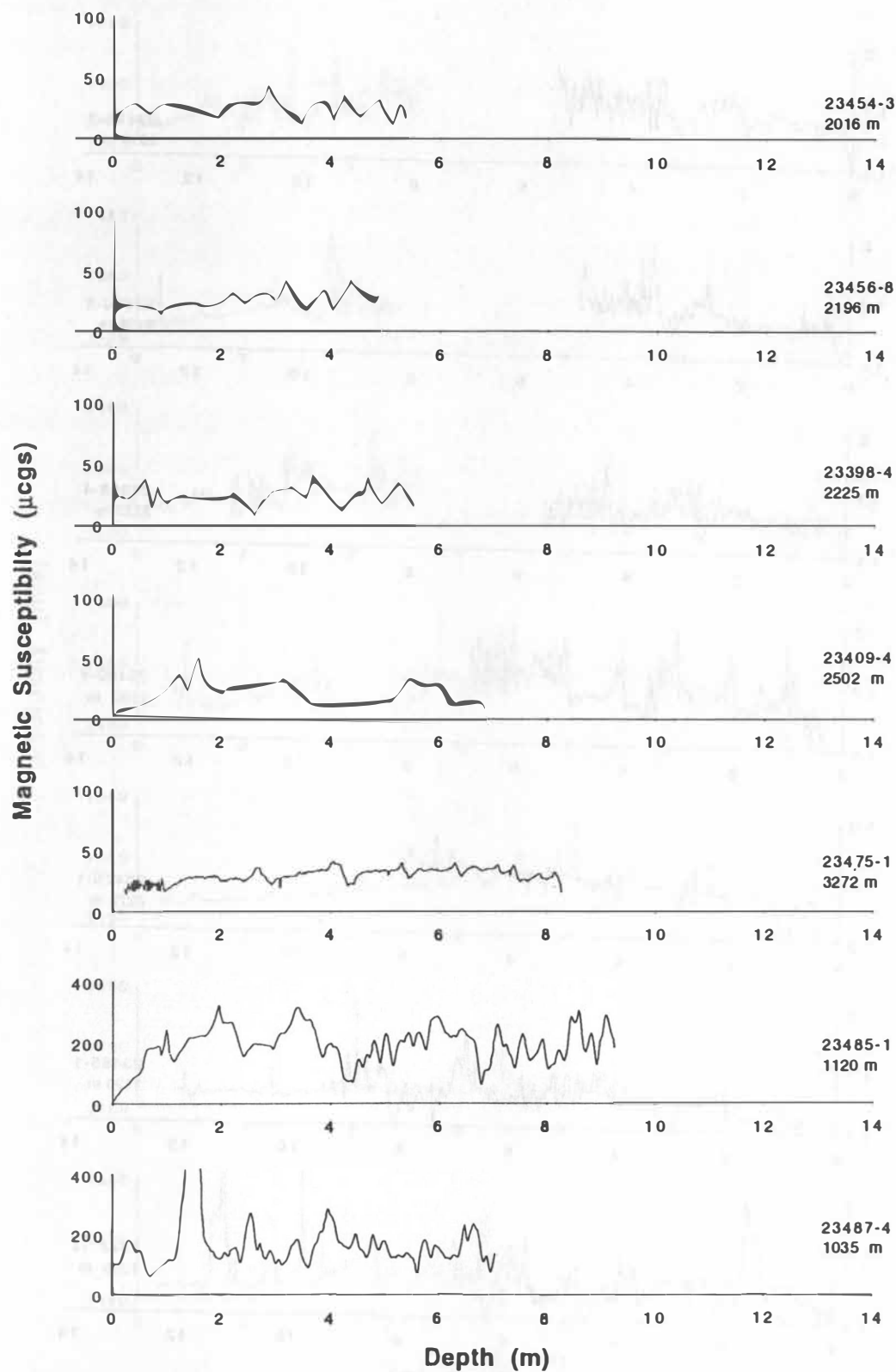


Abb. 5.19 a) Logging-Daten der restlichen Kerne gegen die Tiefe:
Magnetische Suszeptibilität

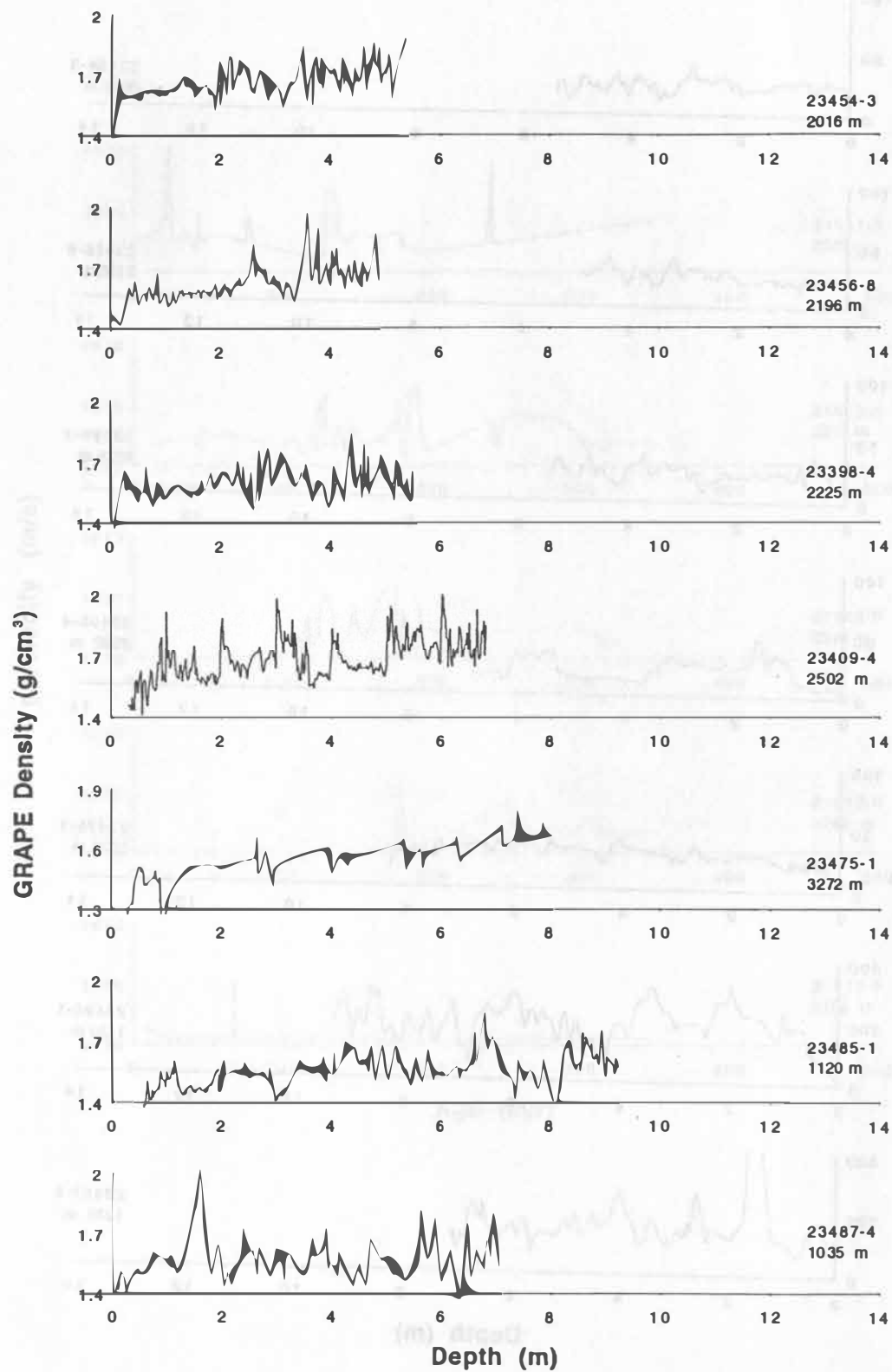


Abb. 5.19 b) Logging-Daten der restlichen Kerne gegen die Tiefe:

Dichte

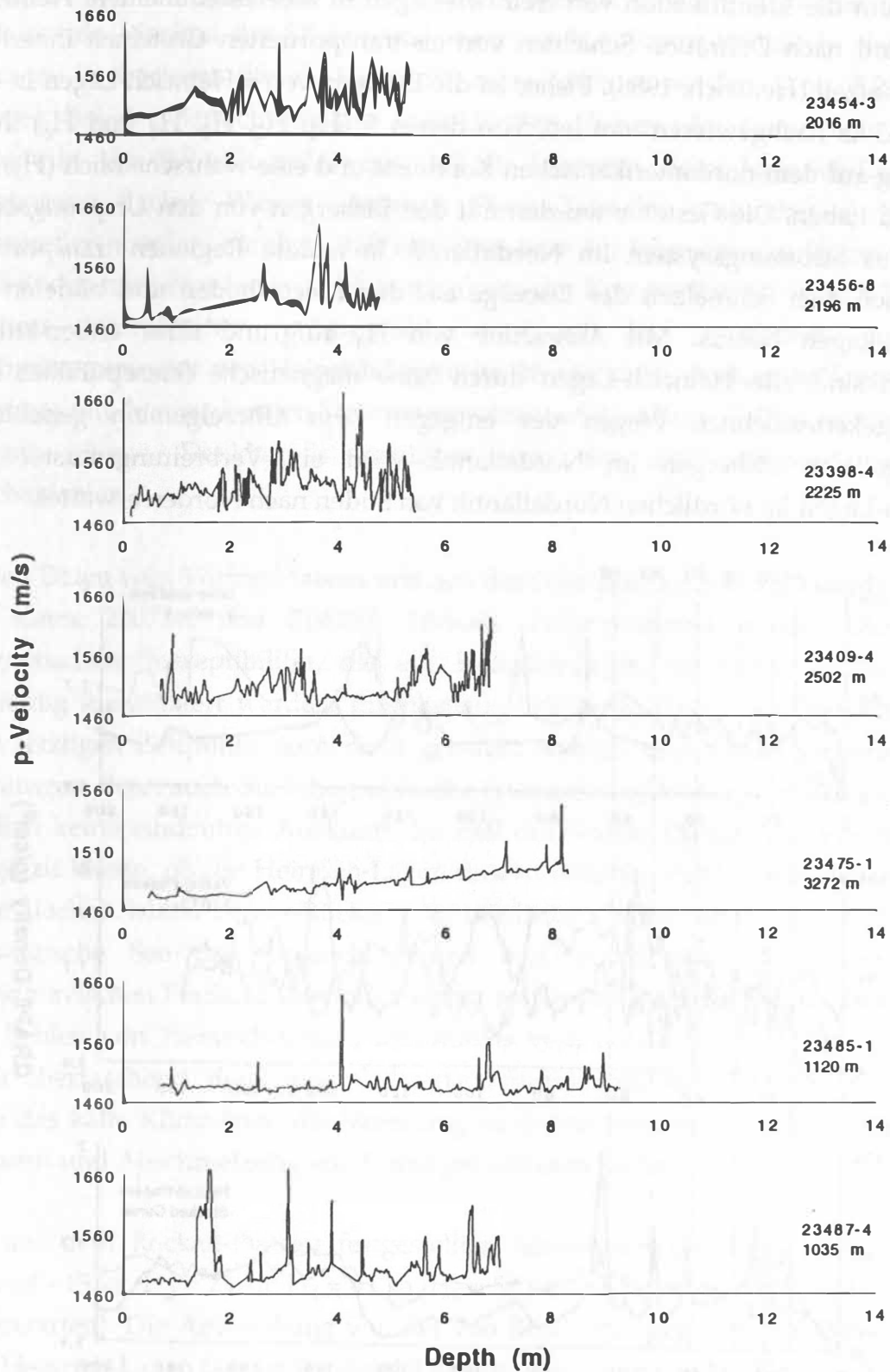


Abb. 5.19 c) Logging-Daten der restlichen Kerne gegen die Tiefe:
P-Wellengeschwindigkeit

Ein Beispiel aus der Interpretation von Logging-Daten soll hier noch gezeigt werden. Es geht um die Identifikation von Heinrich-Lagen in Meeressedimenten. Heinrich-Lagen sind nach Definition Schichten von eis-transportierten Gesteinen innerhalb der Glazialzeit (Heinrich, 1988). Bisher ist die Existenz von 6 Heinrich-Lagen in den letzten 65 ka nachgewiesen worden, von denen 5 (H_1 , H_2 , H_4 , H_5 und H_6) ihren Ursprung auf dem nordamerikanischen Kontinent und eine wahrscheinlich (H_3) auf Grönland haben. Die Gesteine wurden mit den Eisbergen von den Ursprungsorten durch das Strömungssystem im Nordatlantik in andere Regionen transportiert, fielen nach dem Schmelzen der Eisberge auf den Meeresboden und bildeten die Heinrich-Lagen heraus. Mit Ausnahme von H_3 aufgrund ihrer andersartigen Herkunft sind alle Heinrich-Lagen durch hohe magnetische Suszeptibilität und Dichte gekennzeichnet. Wegen des entgegen dem Uhrzeigersinn gerichteten Laufwegs von Eisbergen im Nordatlantik wird ein Verbreitungsmuster von Heinrich-Lagen im nördlichen Nordatlantik von Süden nach Norden erwartet.

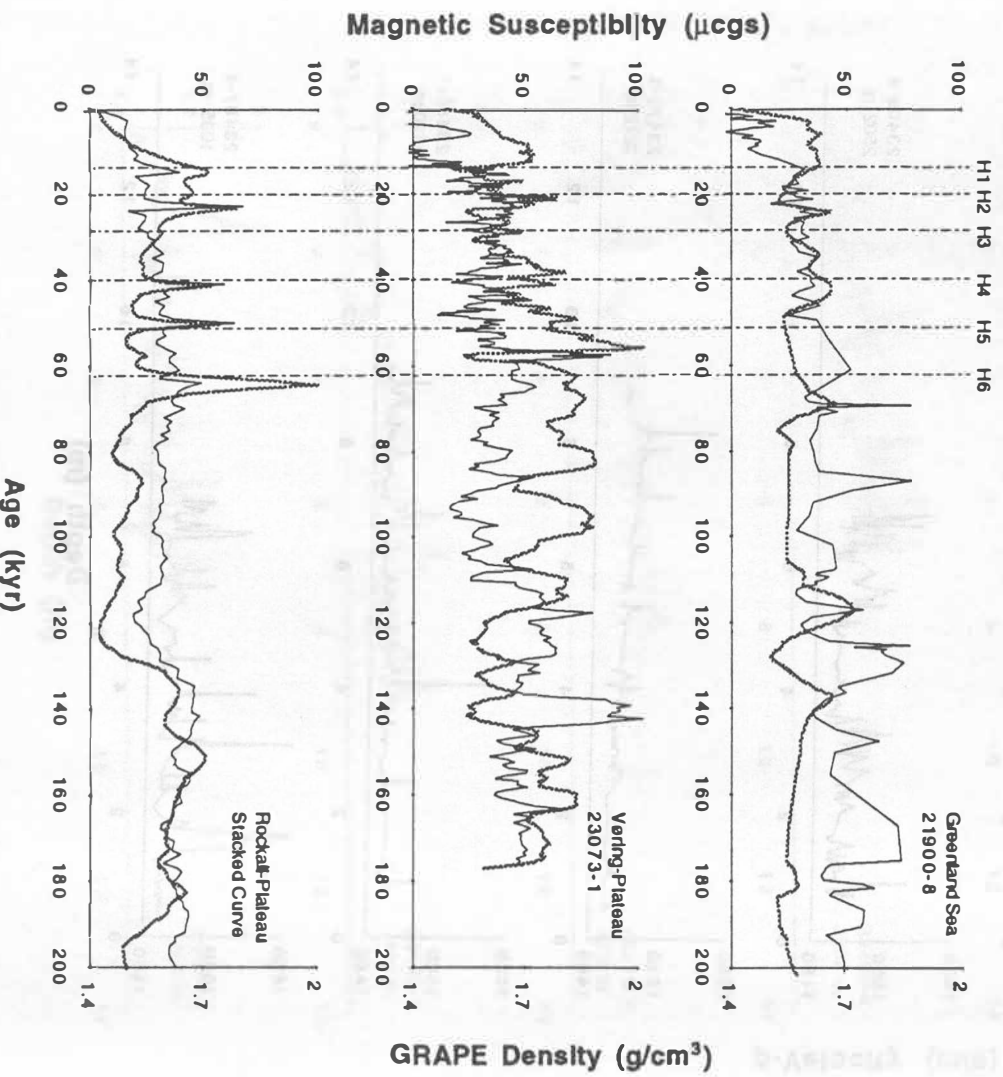


Abb. 5.20 Identifikation von Heinrich-Lagen in den Logging-Daten

So sind in den Logging-Daten vom Rockall-Plateau, repräsentiert durch die mittleren Kurven der Kerne von diesem Seegebiet, mehrere deutliche und kurz andauernde Maxima der Dichte und magnetischen Suszeptibilität in den letzten 65 ka zu beobachten, die als Heinrich-Lagen gedeutet werden (Abb. 5.20, untere Kurve). Bei der Betrachtung der individuellen Kurven der Kerne vom Rockall-Plateau in Abb. 5.9 fällt zudem auf, daß die Intensität dieser Heinrich-Lagen vom tiefen zum flachen Wasser abnimmt. Diese Tatsache kann aber auch anders interpretiert werden, nämlich, daß eine Abnahme der Intensität der Heinrich-Lagen vom Süden nach Norden (vgl. Übersichtskarte der Kernpositionen, Abb. 5.2) erfolgt. Letztere Interpretation würde sich eher mit dem nordwärts gerichteten Verbreitungsmuster von Heinrich-Lagen im Nordatlantik decken, während erstere Deutung mit dem regionalen Strömungssystem auf dem Rockall-Plateau zusammenhängen könnte. Denkbar ist natürlich auch eine Zusammenwirkung beider Mechanismen.

In den Daten vom Vöring-Plateau und aus der Grönlandsee, hier repräsentiert durch die Kerne 23073-1 und 21900-8, können solche Maxima in der Dichte und magnetischen Suszeptibilität, die auf Heinrich-Lagen hindeuten würden, nicht eindeutig identifiziert werden. Eine genaue Erklärung für dieses Phänomen kann zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht gemacht werden und bedarf weiterer Untersuchungen, denn auch die lithographische Beschreibung beider Kerne liefert diesbezüglich keine eindeutige Auskunft. Im Fall des Vöring-Plateaus ist vor allem die Frage zu klären, ob die Heinrich-Lagen unweit nördlich des Rockall-Plateaus, evtl. beim flachen Island-Feroer-Rücken, die nördliche Grenze fanden oder ob sie die norwegische See doch erreicht hatten und durch terrigene Einträge vom skandinavischen Festland übertont worden waren. Im Fall der Grönlandsee ist aber das Fehlen von Heinrich-Lagen, mindestens vom nordamerikanischen Kontinent, nicht überraschend, denn sowohl das nach Süden gerichtete Strömungssystem als auch das kalte Klima bzw. die Vereisung in diesem Seegebiet sprechen gegen eine Ankunft und Abschmelzung von Eisbergen aus dem Süden.

Die auf dem Rockall-Plateau festgestellten Alterswerte der Heinrich-Lagen sind $H_1 = 14 - 15$ ka, $H_2 = 23$ ka, $H_4 = 41$ ka, $H_5 = 50$ ka und $H_6 = 64$ ka (H_3 wäre auf 28 ka zu erwarten). Die Abweichung von der von Bond et al. gegebenen Altersschätzung von Heinrich-Lagen beträgt maximal 2 ka mit Ausnahme von H_4 . Deren Alter wurde vom selben Autor von 41 ka auf 35,5 ka revidiert (Bond et al., 1992).

6. Schlußfolgerung

Die Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden sind hocheffektive Meßmethoden für die Sedimentforschung. Innerhalb kurzer Zeit nach der Kernentnahme können verwertbare Ergebnisse von Sedimentationsschichten über Sedimentzusammensetzung bis hin zu Einstufung von Reflektoren in Sedimentecholot-Seismogrammen geliefert werden. Mit ihrem hochauflösenden, zeitsparenden und zerstörungsfreien Meßprinzip empfehlen sich die Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden somit für die Integrierung in zahlreiche Forschungsprogramme, wenn die zu untersuchenden Sedimentkerne für die Messung mit dem Logger geeignet sind.

Andererseits müssen einem aber auch die Schwachstellen dieser Methode bewußt sein, damit entsprechende Maßnahmen zur Dämpfung von Fehlerquellen vor, während und nach den Messungen ergriffen werden können. Die Kalibrierungen der Sensoren sollen sorgfältig durchgeführt werden, und äußere Störung während der Messungen muß minimal gehalten werden. In dieser Arbeit wurde auch klar, daß die naturbedingte Abhängigkeit der Qualität der Logging-Daten vom Zustand der zu messenden Sedimentkerne eine entscheidende Rolle für die Meßgenauigkeit spielt.

Aufgrund der Temperatur- und Druckdifferenz wird durch die im Labor gemessenen physikalischen Eigenschaften von Meeressedimenten nicht der in-situ-Zustand gekennzeichnet. Über die entsprechenden Korrekturen wird in zahlreichen Arbeiten referiert (z.B. Grützner, 1994). Die Notwendigkeit solcher Korrekturen war für die Fragestellung dieser Arbeit allerdings nicht gegeben. Anders ist es bei der Einbindung von Dichtewerten über die P-Wellengeschwindigkeitswerte der Logging-Daten in ein mit einem OBH (Ozean-Boden-Hydrophon) in-situ bestimmtes P-Wellengeschwindigkeitsprofil (Bobsien, 1994). Dann ist eine Korrektur der Logging-Daten in den in-situ-Zustand unausweichlich.

Die Logging-Daten können auch zur Hilfe für die weiteren sedimentologischen Untersuchungen der Kerne benutzt werden. Aus der GRAPE-Dichte, die i.d.R. als Feuchtdichte des Sediments betrachtet werden kann, sind auch andere sedimentologische Meßgrößen wie Porosität, Wassergehalt oder Trockendichte ableitbar. Umgekehrt sind fundiertes Wissen über die regionale Geographie, Geologie, Ozeanographie sowie Klimatologie des Entstammungsgebietes der Kerne von großer Bedeutung bei der Begutachtung und Interpretation von Logging-Daten. Sie helfen in erster Linie die Beziehung zwischen den physikalischen Sedimenteigenschaften

und ihrem Steuerungsmechanismus zu durchleuchten. In dieser Arbeit wurde klar, daß diese Beziehung relativ kompliziert ist, für die eine global gültige Form wie bei der SPECMAP-Kurve nicht existiert. Für das Rockall-Plateau konnte trotzdem eine regionale Stratigraphie anhand von physikalischen Sedimenteigenschaften fertiggestellt werden.

Es gilt im Anschluß an diese Arbeit, einerseits mit dem Logger Sedimentkerne von anderen Seegebieten zu messen, um zu solchen regionalen Stratigraphien zu kommen und andererseits in enger Zusammenarbeit mit den Kollegen aus anderen Disziplinen die Meßwerte der bereits verarbeiteten Kerne zu deuten und das Wissen über die einzelnen Seegebiete durch weitere Untersuchungen zu vervollständigen.

Die Identifikation von Heinrich-Lagen in den Logging-Daten liefert eine Möglichkeit der Altersdatierung und Korrelation von Kernen über einen Teil des Nordatlantiks, wo aufgrund des Driftweges von Eisbergen vom nordamerikanischen Kontinent Heinrich-Lagen anzutreffen sind. Dies bietet wiederum eine Hilfestellung für die Rekonstruktion von klimatologischen, ozeanographischen, geologischen und sedimentologischen Verhältnissen. Damit können die Multi-Sensor-Kern-Logging-Methoden einen Beitrag zur Interpretation von Sedimentationsprozessen leisten.

7 Literatur

- Baumann, A, Kohly, A, Krause, W. G., Mathießen, J., Samtleben, C. & Schröder, A (1992): Palökologie des Pelagials: SYNPAL. In: Suess, E. & Altenbach, A. V. (Hrsg.): Europäisches Nordmeer, Reise Nr. 17, 15. Juli - 29. August 1991. METEOR-Ber., Univ. Hamburg 92-3:80-86
- Baumann, K. H., Lackschewitz, K. S., Erlenkeuser, H., Henrich, R. & Jünger, B. (1993): Late Quaternary calcium carbonate sedimentation and terrigenous input along the east Greenland continental margin. *Mar. Geol.*, 114:13-36
- Beck, A. E. (1981): *Physical Principles of Exploration Methods*. Macmillan, Hongkong
- Berger, A. (1984): Accuracy and frequency stability of the Earth's orbital elements during the Quaternary. In: Berger, A. (Hrsg.). *Milankovitch and Climate, Part I*. D. Reidel, Dordrecht, pp. 3-39
- Bloomendal, J., Tauxe, L., Valet, J. P. & Shipboard Scientific Party (1988): High resolution, whole-core magnetic susceptibility logs from Leg 108. In: Ruddiman, W., Sarnthein, M. et al. (Hrsg.). *Proc. ODP Init. Rep. (Pt. A)* 108:1005-1014
- Bobsien, M. (1994): Entwicklung und Einsatz eines Hoch-Frequenz-Ozean-Boden-Hydrophons zur hochauflösenden Bestimmung von Kompressionswellengeschwindigkeiten in Sedimenten. Dissertation, Univ. Kiel. 106
- Bond, G., Broecker, W., Johnson, S., McManus, J., Andrews, J. T., Huon, S., Jantschik, R., Clasen, S., Simet, C., Tedesco, K., Klas, M., Bonani, G. & Ivy, S. (1992): Evidence for massive discharges of icebergs into the North Atlantic Ocean during the last glacial period. *Nature* 360:245-249
- Boyce, R. E. (1973): Appendix I. Physical property methods. In: Edgar, N. T., Saunders, J. B. et al. (Hrsg.). *Init. Rep. DSDP*, 15:1115-1128
- Boyce, R. E. (1976): Definitions and laboratory techniques of compressional sound velocity parameters and wet-water content, wet-bulk density, and porosity parameters by gravimetric and gamma ray attenuation techniques. In: Schlanger, S., O., Jackson, E. D. et al. (Hrsg.). *Init. Rep. DSDP*, 33:931-958
- Chatfield, C. (1984): *The Analysis of Time Series: An Introduction*, 3. Edition. Chapman and Hall, London/New York.
- Chi, J. & Mienert, J. (1992): "Multi Sensor Core Logger" Messungen zur zerstörungsfreien Bestimmung sedimentphysikalisch-akustischer Eigenschaften. In: Suess, E. & Altenbach, A. V. (Hrsg.). *Europäisches Nordmeer, Reise Nr. 17*, 15. Juli - 29. August 1991. METEOR-Ber., Univ. Hamburg 92-3:55-57

- Evans, H. B. (1965): GRAPE - A device for continuous determination of material density and porosity. Trans. SPWLA 6th Annu. Logging Symp. 2:B1-B5
- Evans, R. D. (1955): The Atomic Nucleus. McGraw-Hill, New York, pp.
- Friedrich, H.-J. (1976): Ein akustisches Doppelinterferometer zur Präzisionsmessung der Schallgeschwindigkeit in Wasser und Seewasser bei hydrostatischen Drücken bis zu 10 000 kp/cm² und Frequenzen oberhalb ca. 10 MHz. Dissertation, Univ. Kiel. 77
- Gerthsen, C., Kneser, H. O. & Vogel, H. (1989): Physik, 16. Auflage. Springer-Verlag, Berlin, pp.
- Grützner, J. (1994): Zur physikalischen Entwicklung von diagenetischen Horizonten in den Sedimentbecken des Atlantiks. Dissertation, Univ. Kiel. 106
- Hamilton, E. L. (1971): Elastic properties of marine sediments. J. Geophys. Res., 76 (2):579-604
- Heinrich, H. (1988): Origin and consequences of cyclic ice rafting in northeast Atlantic Ocean during the past 130 000 years. Quat. Res., 29:142-152
- Hoffmann, H. (1974): Das elektromagnetische Feld. Springer-Verlag, Wien, pp.
- Hollender, F.-J. (in Vorb.): Bearbeitung und Interpretation digitaler Parasound-, Seismik- und Seitensicht-Sonardaten - Dissertation, Univ. Kiel
- Imbrie, J., Hays, J. D., Martinson, D. G., McIntyre, A., Mix, A. C., Morley, J. J., Pisias, N. G., Prell, W. L. & Shackelton, N. J. (1984): The orbital theory of Pleistocene climate: support from a revised chronology of the marine $\delta^{18}\text{O}$ record. In: Berger, A. et al. (Hrsg.). Milankovitch and Climate, Part I. D. Reidel, Dordrecht, pp. 269-305
- Knoll, G. F. (1979): Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, New York, pp.
- Kohlrausch, F. (1985): Praktische Physik, Bd. 3. 23. Auflage. B. G. Teubner Verlag, Stuttgart
- Martinson, D. G., Pisias, N. G., Hays, J. D., Imbrie, J., Moore, T. C., Jr. & Shackelton, N. J. (1987): Age dating and the orbital theory of the ice ages: development of a high-resolution 0 to 300 000-year chronostratigraphy. Quat. Res., 27:1-29
- Mienert, J. (1986): Akustostratigraphie im äquatorialen Ostatlantik: Zur Entwicklung der Tiefenwasserzirkulation der letzten 3,5 Millionen Jahre. Meteor-Forschungsergebnisse, Reihe C (40):19-86
- Mienert, J. & Bloemendal, J. (1989): A comparison of acoustic and rock-magnetic properties of equatorial Atlantic deep-sea sediments: paleoceanographic implications. Earth Planet Sci. Lett., 94:291-300

- Mienert, J. & Chi, J. (1995): Astronomical time-scale for physical property records from Quaternary sediments of the northern North Atlantic. *Geol. Rundsch.*, 84:67-88
- Mienert, J., Curry, W.-B., Sarnthein, M. (1988): Sonostratigraphic records from equatorial Atlantic deep-sea carbonates: paleoceanographic and climatic relationships, *Mar. Geol.*, 83:9-20
- Milankovitch, M. (1930): Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen. In: Köppen, W. & Geiger, R. (Hrsg.). *Handbuch der Klimatologie*, Bd. I(A). pp. 1-176
- Mildenberger, O. (1988): *System- und Signaltheorie*. Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden
- Neuert, H. (1966): *Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten*. V. G. Braun Verlag, Karlsruhe
- Nobes, D. C. (1989): A test of a simple model of the acoustic velocity in marine sediments. *J. Acoustic. Soc. Am.*, 86:290-294
- Nobes, D. C., Bloomer, S. F., Mienert, J. & Westall, F. (1991): Milankovitch cycles and nonlinear response in the Quaternary record in the Atlantic sector of the Southern Oceans. In: Ciesielski, P. F., Kristoffersen, Y. et al. (Hrsg.). *Proc. ODP Sci. Res.*, 114:551-576
- Petzold, W. & Krieger, H. (1988): *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*, Bd. 1. B. G. Teubner Verlag, Stuttgart
- Pfannkuche, O., Duinker, G., Graf, R., Henrich, R., Thiel, H. & Zeitschel, B. (1993): Nordatlantik 92, Reise Nr. 21, 16. März - 31. August 1992. *METEOR-Ber.*, Univ. Hamburg 93-4:281
- Robinson, E. A. & Treitel, S. (1983): The fine structure of the normal incidence synthetic seismogram. In: Robinson, E. A. et al. (Hrsg.). *Digital Seismic Inverse Methods*. D. Reidel, Dordrecht. 325-345
- Robinson, S. G. & McCave, N. (1994): Orbital forcing of bottom current enhanced sedimentation on Feni drift, N.E. Atlantic, during the mid Pleistocene. *Paleoceanography*, Vol. 9, 6:943-972
- Sadi, H. N. al- (1980): *Seismic Exploration - Technique and Processing*. Birkhäuser Verlag, Basel, pp.
- Schlanger, S. O., Douglas, R. G., Lancelot, Y., Moore, T. C. & Roth, P. H. (1973): Fossil preservation and diagenesis of pelagic carbonates from the Magellan Rise, central north Pacific Ocean. - In: Winterer, E. L. et al. (Hrsg.). *Init. Rep. DSDP*, 17: 407-427

- Schultheiss, P. J. & McPhail, S. D. (1989): An automated P-wave logger for recording fine scale compressional wave velocity structure in sediments. In: Ruddiman, W., Sarnthein, M. et al. (Hrsg.). Proc. ODP Sci. Res., 108:407-413
- Schultheiss, P. J., Mienert, J. & Shipboard Scientific Party (1988): Whole-core p-wave velocity and gamma ray attenuation logs from Leg 108 (Sites 657 through 668). In: Ruddiman, W., Sarnthein, M. et al. (Hrsg.). Proc. ODP Init. Rep. (Pt. A) 108:1015-1046
- Suess, E. & Altenbach, A. V. (1992): Europäisches Nordmeer, Reise Nr. 17, 15. Juli - 29. August 1991. METEOR-Ber., Univ. Hamburg 92-3:164
- Thiede, J. & Hempel, G. (1991): Reports on Polar Research. Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, The Expedition Arktis - VII/1 of RV "POLARSTERN" in 1990, 80:137
- Toperczer, M. (1960): Lehrbuch der allgemeinen Geophysik. Springer-Verlag, Wien.
- von Huene, R. & Mienert, J. (1990): Geophysikalische Signale in Sedimenten. -In: Thiede, J. et al.: Veränderungen der Umwelt: Der nördliche Nordatlantik - Förderungsantrag des Sonderforschungsbereichs 313 an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel 91-92-93, 299-347
- von Münch, W. (1987): Elektrische und magnetische Eigenschaften der Materie. B. G. Teubner-Verlag, Stuttgart
- Weaver, P. P. E. & Schultheiss, P. (1990): Current methods for obtaining, logging and splitting marine sediment cores. Mar. Geophys. Res., 12:85-100
- Whitmarsh, R. B. (1971): Precise sediment density determination by gamma-ray attenuation alone. J. Sedim. Petrol., 41(3):882-883
- Wood, A. B. (1941): A Textbook of Sound. Macmillan, New York
- Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R. & Gardiner, L. W. (1956): Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. Geophysics, 21:41-70

In dieser Arbeit verwendete Dokumente, die nur als Einzelexemplar existieren:

GEOTEK Multi-Sensor Core Logger. A manual on the system built for GEOMAR
Barthington Instruments Ltd. MS2 Susceptibility System. Operation Manual

Anhang

A1 Schallgeschwindigkeit im Wasser

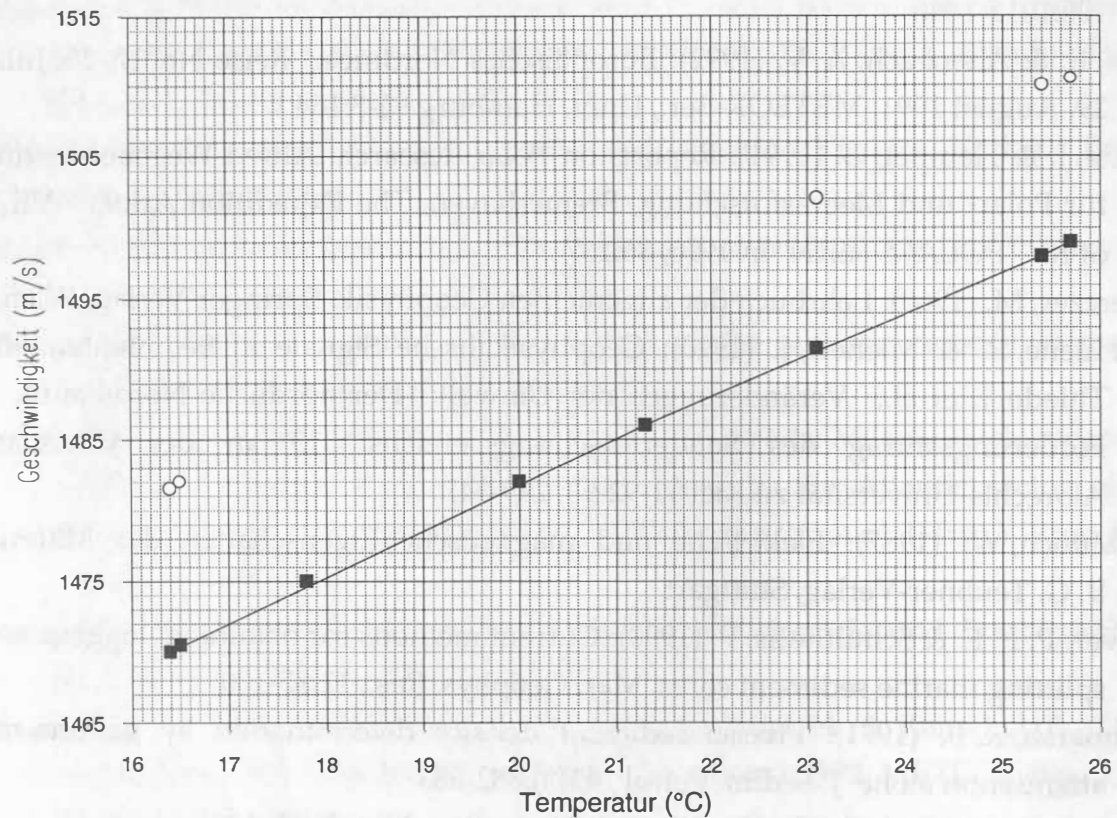


Abb. A.1 Schallgeschwindigkeit im reinen Wasser in Abhängigkeit von der Temperatur

Die Punkte in Abb. A.1 sind Meßwerte aus Friedrich (1976).

Die Kreise stammen aus der Betriebsanleitung des Loggers und sind offensichtlich falsch. Da dort keine Quelle für sie genannt ist, ist eine Überprüfung der Fehlerursache leider nicht möglich.

A2 Massenschwächungskoeffizienten einiger Stoffe

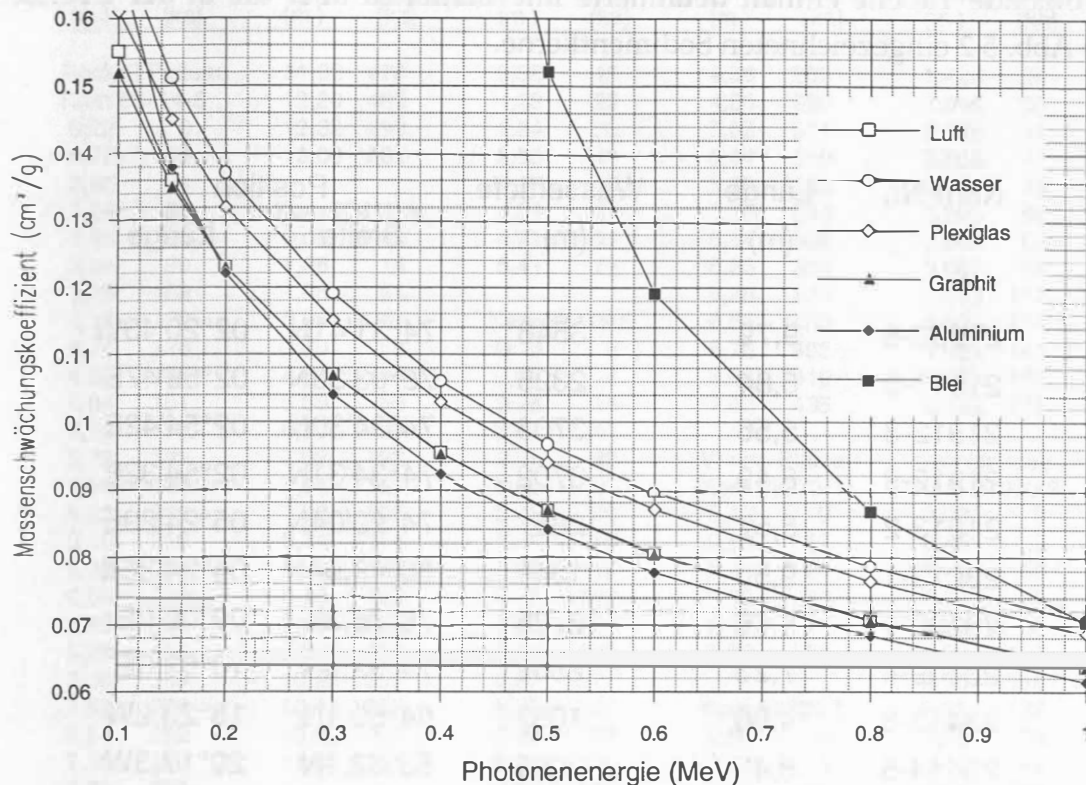


Abb. A.2 Massenschwächungskoeffizienten einiger Stoffe in Abhängigkeit von der Photonenenergie

Die Kurven in Abb. A.2 basieren auf Werten, die aus Kohlrausch (1985) stammen. Für Stoffe, von denen nur das Elektronen-/Massendichteverhältnis bekannt ist, kann der Massenschwächungskoeffizient gemäß Gl. (4.2) berechnet werden. Beispiel:

Der Massenschwächungskoeffizient einer Materie ist beim vorwiegenden Compton-Effekt dem Verhältnis Elektronen-/Massendichte proportional. Für Aluminium ist dieses Verhältnis 0,294 und der Massenschwächungskoeffizient 0,0745 cm²/g bei der Photonenenergie 662 keV, wie von Abb. A.2 abzulesen ist. Damit ist bei dieser Photonenenergie der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Massenschwächungskoeffizienten und dem Elektronen-/Massendichteverhältnis $0,0745 \text{ cm}^2/\text{g} : 0,294$.

Viele häufige Bestandteile von Meeressedimenten, darunter auch Quarz, besitzen ein Elektronen-/Massendichteverhältnis von 0,303. Somit wird für diese Stoffe einschließlich Quarz der Massenschwächungskoeffizient bei der Photonenenergie 662 keV berechnet als $0,0745 \text{ cm}^2/\text{g} : 0,294 \times 0,303 = 0,077 \text{ cm}^2/\text{g}$.

A3 Liste aller Kerne

Die folgende Tabelle enthält detaillierte Informationen über die in der Übersichtskarte Abb. 5.2 eingezeichneten Sedimentkerne.

Kem-Nr.	Länge (m)	Wassertiefe (m)	Position	
			Breite	Länge
21900-8	9,79	3546	74°31'41N	02°20'43W
21911-3	6,84	2325	75°03'30N	02°58'47E
21912-8	5,56	3703	74°34'30N	02°54'42E
21912-9	8,49	3702	74°34'31N	02°54'32E
21913-2	5,57	2857	74°29'04N	05°24'29E
23073-1	9,50	1341	66°49,94N	04°24,86E
23398-4	5,66	2225	76°26,2N	09°00,0E
23409-4	7,23	2502	74°52,5N	10°53,0E
23413-6	4,06	1052	54°50,1N	18°23,2W
23414-5	8,49	2201	53°32,1N	20°17,3W
23414-8	13,39	2199	53°32,3N	20°17,5W
23415-9	11,40	2472	53°10,7N	19°08,7W
23416-4	10,48	3616	51°34,1N	20°00,0W
23417-1	5,69	3850	50°40,1N	19°25,9W
23418-8	12,27	2841	52°33,0N	20°20,0W
23419-8	7,57	1491	54°57,7N	19°45,3W
23454-3	5,40	2016	76°45,10N	08°12,00E
23456-8	4,94	2196	77°04,18N	06°21,52E
23468-1	6,50	1223	66°40,7N	04°34,6E
23470-3	7,07	1291	67°46,4N	05°55,5E
23472-1	6,07	1299	67°13,2N	02°56,2E
23475-1	7,87	3272	70°04,4N	00°01,2E
23485-1	9,26	1120	67°54,9N	17°52,4W
23487-4	7,20	1035	67°20,3N	14°11,8W

A4 Liste der Kontrollpunkte für die Tiefe-Alters-Umwandlung

Tiefe (m)	Alter (ka)	Tiefe (m)	Alter (ka)	Tiefe (m)	Alter (ka)	Tiefe (m)	Alter (ka)	Tiefe (m)	Alter (ka)
Rockall-Plateau		11,98	470	0,88	15	4,56	269	1.425	24
Kern 23414-5		12,20	483	1,28	20	4,80	298	1.845	30
0,22	0	12,32	492	1,84	23	5,02	311	2.385	41
0,72	19	13,00	501	2,95	41	5,14	319	2.505	42
2,86	64			3,47	50	5,48	330	3.065	55
3,24	80	Kern 23415-9		4,01	57	5,76	343	3.205	58
3,46	88	0,00	0	4,71	64	6,14	362	3.345	62
3,54	99	1,26	14	5,41	73	6,36	368	3.665	87
3,78	109	1,88	23			6,48	375	3.985	117
4,16	122	3,06	41	Kern 23418-8		6,56	400	4.125	124
4,28	128	3,70	50	0,10	0	6,76	405	4.685	141
4,56	135	4,88	64	0,62	4	6,94	410	5.485	165
4,84	151	5,68	80	0,78	14	7,42	435	5.945	175
5,18	170	6,70	99	2,11	41				
5,72	182	7,62	122	2,85	50	Vöring-Plateau		Grönlandsee	
5,86	195	7,94	129	4,03	64	Kern 23073-1		Kern 21900-8	
5,96	206	7,98	135	5,43	80	0,12	0	0,00	0
6,10	216	8,34	151	7,31	99	0,60	12	0,45	9
6,22	228	9,12	182	7,83	109	2,74	24	1,40	68
6,58	230	9,44	195	8,65	122	5,60	59	1,55	72
6,80	238	9,80	228	8,95	124	6,00	71	1,70	90
6,92	250	10,06	238	9,19	135	7,80	128	1,80	107
7,46	269	10,20	250	9,37	171			2,00	118
7,52	275	10,72	269	9,51	182	Kern 23468-1		2,25	127
7,54	282	10,90	287	9,69	198	0,02	0	2,35	135
7,56	290	11,06	298	9,89	228	0,14	6	2,45	142
7,72	298			9,95	238	0,86	14	2,90	201
7,88	310	Kern 23416-4		10,21	250	2,375	19	3,30	244
7,96	319	0,45	0	10,51	258	3,635	23	3,35	257
8,08	330	0,91	7	10,61	269	4,155	31		
8,22	343	1,13	15	10,81	287	4,795	42	Kern 21911-3	
		1,95	23	10,87	298	5,535	55	0	0
Kern 23414-8		2,57	29	11,65	311	5,595	58	0,1	2
0,14	0	3,49	41	11,73	319	5,755	61	0,56	42
0,50	19	4,23	50	11,87	329	6,015	73	1,44	113
2,24	64	4,77	57	11,93	330	6,235	81	2,08	190
2,78	80	5,39	64	11,95	331				
3,00	88	5,83	70	12,17	343	Kern 23470-3		Kern 21912-8	
3,12	99	6,07	73			0,02	0	1,06	42
3,86	122	6,41	80	Kern 23419-8		1,775	6	1,26	68
4,06	128	6,73	87	0,00	0	1,835	12	1,84	114
4,42	135	7,67	99	0,20	4	2,175	14	2,84	242
4,80	151	8,09	109	0,46	19	2,52	19	3,32	319
5,18	170	8,23	117	1,62	64	2,82	22		
5,80	182	8,89	122	1,70	72	3,06	24	Kern 21912-9	
6,20	195	9,19	124	1,80	80	3,9	42	0,11	0
6,78	228	9,37	131	2,04	109	4,48	58	0,99	42
7,12	238	9,51	171	2,28	122	4,98	96	1,33	68
7,34	250	9,65	182	2,40	126	5,22	105	2,09	113
7,88	269	9,73	185	2,50	135	5,42	110	2,84	233
8,24	298	9,83	186	2,70	151	5,62	124	3,31	351
8,46	310	9,99	195	3,30	171	6,04	139		
9,12	330	10,05	228	3,38	182	6,44	148	Kern 21913-2	
9,28	343	10,27	240	3,60	195	6,98	162	0	0
10,30	375			3,74	216			0,51	4
10,38	390	Kern 23417-1		3,92	228	Kern 23472-1		1,85	114
10,68	405	0,00	0	4,10	238	0	1	2,27	129
11,04	415	0,60	7	4,22	245	0,1	6	3,19	318
11,40	435	0,76	12	4,26	250	0,84	19		

*** Informationen zu der Datendiskette ***

Diese Diskette liegt in der Zentralbibliothek der Universität Kiel und Fachbibliothek des GEOMAR Forschungszentrums bereit. Bei Interesse zum Kopieren dieser Diskette kann auch an das Sekretariat des SFB 313 der Universität Kiel oder den Autor persönlich gewendet werden.

Die Dateien auf dieser Diskette enthalten die Logging-Daten von allen Kerne, die in der vorliegenden Arbeit mit dem Multi-Sensor-Kern-Logger gemessen wurden.

Die Dateinamen sind gleichzeitig die Kernnamen.

Alle Dateien haben das ASCII-Format.

Das Dezimalkomma wird benutzt.

Jede Datei beinhaltet 6 Spalten mit Ausnahme der Datei 23487-4, die 8 Spalten beinhaltet.

Die einzelnen Spalten sind durch Tabulatoren voneinander getrennt.

Die 6 Spalten sind der Reihe nach:

1. Die Tiefe der Meßpunkte. Einheit: m
2. Die Abweichung des Kerndurchmessers von der Vorgabe. Einheit: mm
3. Die Amplitude des P-Wellenempfangssignals. Dimensionslos
4. Die P-Wellengeschwindigkeit. Einheit: m/s
5. Die GRAPE-Dichte. Einheit: g/cm³
6. Die magnetische Suszeptibilität. Einheit (cgs-System): 0,000001

Die beiden zusätzlichen Spalten in der Datei 23487-4 sind die Zählraten der natürlichen Radioaktivitätsmessung mit bzw. ohne die Quelle des Dichtesensors.

Die Zählraten in der 7. Spalte sind pro 20 sec und in der 8. Spalte pro 1 sec.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. E. Flüh und Herrn Prof. Dr. W. Rappel möchte ich herzlichst für ihr Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Referats bzw. Koreferats danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Mienert. Er hat während der gesamten Zeit die konkrete Betreuung dieser Arbeit geführt. Die Diskussionen mit ihm gaben mir die Möglichkeit, mich in neue Forschungsfelder einzufinden. Einige Ergebnisse waren durch seine direkte Kooperation zustande gekommen. Seine Vorschläge und seine Geduld halfen mir sehr bei der Durchführung und Fertigstellung dieser Arbeit.

Ich möchte mich bei meinen Kollegen des SFB 313 für die wertvolle Hilfe, fruchtbare Diskussionen und gute Zusammenarbeit bedanken. Namentlich genannt werden können Herr Dr. F. Blaume, Herr Dr. M. Bobsien, Herr Dr. B. Haupt, Herr Dipl.-Geophys. F.-J. Hollender, Herr Dr. K. Michels, Frau Dipl.-Biol. I. Peeßen, Herr Dipl.-Geophys. J. Posewang, Herr Dr. W. Ritzlau, Herr Dr. J. Rumohr, Herr Dr. C. Schäfer, Frau Dr. U. Zeller sowie das Sekretariat und die Werkstatt. Ein besonderer Dank geht an Herrn Dipl.-Geol. S. Jung, der die Isotopen- und sedimentologischen Daten des Kerns 23414-9 aus seiner laufenden Dissertation zur Verfügung gestellt hatte.

Ich bedanke mich bei Herrn Dipl.-Geol. A. Wittmaack (GEOMAR) für die langjährige Zusammenarbeit. Die sedimentologischen Daten der Kerne 23414-8 und 21900-8 stammten direkt von ihm. Herr Dr. G. Bohrmann (GEOMAR) führte die sedimentologische Untersuchung an dem Kern 23073-1 durch. Herr Dr. K. Lackschewitz (GEOMAR) lieferte mir die sedimentologischen Daten des Kerns 21900-6. Herr Dr. R. Tiedemann (GEOMAR) und Herr Dipl.-Geol. G. Haug (Geologisch-Paläontologisches Institut) übermittelten mir das Programmpaket für die Spektralanalyse. Herr Dr. R. Zahn (GEOMAR) half konkret bei der Zeitreihenanalyse. Herr Dr. J. Grützner und Herr Dr. J. Baas (beide GEOMAR) führten mit mir rege Diskussionen über Sedimenteigenschaften. Frau U. Brennwald erledigte für mich manche Sekretarialarbeit. Ihnen allen danke ich hiermit.

Auf dem Gebiet Strahlenschutz arbeitete ich mit Herrn A. v. Doetinchem (GEOMAR Technologie GmbH) zusammen. Die Werkstatt der GTG führte für mich einige handwerkliche Arbeiten aus. Ich danke Ihnen an dieser Stelle.

Herr Dr. S. Ye (GEOMAR), mit dem ich auch privat befreundet bin, führte mit mir häufig Gespräche über Meßtechnik und Rechenmethoden. Meine Eltern zeigten großes Interesse an meiner Arbeit und waren mir stets eine moralische Stütze. Meine Frau Martina war eine geduldige und verständnisvolle Helferin, die für ein zügiges Vorankommen der Arbeit sorgte. Unser kleiner Jeff hingegen trug dazu bei, daß diese Arbeit doch ein längerer Spaß wurde.